PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1910. Redaktionsschluß für No. 16 am 1. August 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman u. B. Winawer, Die magnetische Aufspaltung von Absorptionslinien im Zusammenhange mit dem Spektrum der Sonnenflecken. II. S. 657.

H. Konen, Über die Umkehrung von Spektrallinien. S. 663.

J. Koenigsberger u. H. Kutschewski, Über photographische Wirkung der Kanalstrahlen und damit verbundene Erscheinungen. S. 666.

W. W. Strong, Uran- und Neodymaggregate. S. 668.

K. Abels, Nachtrag zu meiner Notiz: „Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts". S. 671.

R. A. Houstoun u. J. Logie, Ein neues Filter für Wärmestrahlen. S. 672.

M. Reinganum, Nochmals die Wärmeleitung der Metalle durch innere Strahlung. S. 673.

O. Voigt, Ein Beitrag zur astronomischen Ortsbestimmung im Ballon. S. 674.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

H. Geiger, Neuere Forschungen über die α-Strahlen. S. 676.

Besprechungen:

H. Thurn, Die Seekabel. S. 695.

Berichtigung. S. 696.

Tagesereignisse. S. 696.

Personalien. S. 696.

Gesuche. S. 696.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die magnetische Aufspaltung von Absorptionslinien im Zusammenhange mit dem Spektrum der Sonnenflecken.

(Zweite Mitteilung[1]).)

(Magnetische splitsing der absorptielijnen in verband met het spectrum der zonnevlekken. — Tweede mededeeling.)

Von P. Zeeman und B. Winawer.

20. — Die äußeren Komponenten einer magnetisch zerlegten Linie sind bei Beobachtung in einer unter einem Winkel ϑ gegen die Kraftlinien geneigten Richtung elliptisch polarisiert.

Bei unseren in den Abschnitten **12** bis **17** beschriebenen Versuchen haben wir öfters auf diese elliptische Polarisation Bezug genommen. Im Abschnitt **12** haben wir die einfachen Regeln für die Ellipsen zusammengefaßt, die den Polarisationszustand der äußeren Komponenten charakterisieren, wenn man sehr schmale Spektrallinien in einem starken Felde beobachtet.

Die linearen Schwingungen der mittleren Komponente eines Tripletts verlaufen nach der elementaren Theorie in der Ebene, die durch den Strahl und durch eine Kraftlinie geht, und die Amplitude ist proportional sin ϑ.

Die theoretischen Betrachtungen, die Righi in seiner im ersten Abschnitt erwähnten Arbeit anstellt, stehen gleichfalls mit dieser Folgerung im Einklang.

21. — Voigt[2]) zieht bei seiner theoretischen Untersuchung über den magnetischen Effekt in einer gegen die Kraftlinien geneigten Richtung den auffallenden Schluß, daß auch die mittlere Komponente eines Tripletts eine elliptische Schwingung ausführen kann. Dieses Ergebnis steht in engstem Zusammenhang mit der Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen benachbarten Molekülen.

Die Betrachtungen von Lorentz über den vorliegenden Gegenstand (vgl. den Abschnitt **1**) liefern Ergebnisse, deren kurze Zusammenfassung uns hier gestattet sein möge.

Für willkürlich gewählte Werte des Winkels ϑ zwischen dem Strahl und der magnetischen Kraft können sich bei jeder Frequenz zwei elliptische Schwingungen von entgegengesetzter Richtung fortpflanzen.

Bei den äußeren Komponenten eines scharfen Tripletts wird eine der beiden elliptischen Schwingungen vollkommen absorbiert.

Wenn wir es nicht mit einem scharfen Triplett, das heißt mit drei Absorptionsbanden, die vollkommen voneinander getrennt sind, zu tun haben, so können wir immerhin noch etwas über die Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten aussagen.

Wir wollen die Achsen OY und OX so wählen, daß die eine von ihnen normal zu der durch den Strahl und die magnetische Kraftrichtung gehenden Ebene verläuft, die andere senkrecht auf dem Strahl steht und in der eben erwähnten Ebene liegt (siehe Fig. 1). Dann können wir die eine der charakteristischen Schwingungsellipsen als das Spiegelbild der anderen in bezug auf eine den Winkel $X'OY$ halbierende Linie ansehen. Diese Regel gilt auch für die Bewegungsrichtung in den beiden Ellipsen.

Das Wesen der Erscheinungen, die man an Strahlen mit einer der mittleren Linie des

1) Erste Mitteilung: diese Zeitschr. 11, 553, 1910.

2) W. Voigt, Weiteres zur Theorie der magnetooptischen Wirkungen. Ann. d. Phys. (4) 1, 389, 1900.

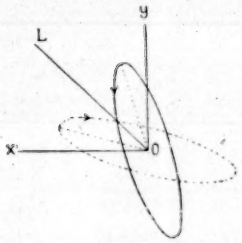


Fig. 1.

Tripletts entsprechenden Frequenz beobachten wird, hängt davon ab, ob der Wert von ϑ größer oder kleiner ist als ein gewisser Winkel ϑ_1. Dieser letztere Winkel wird durch die Gleichung

$$\operatorname{tang} \vartheta_1 \sin \vartheta_1 = \frac{g}{\nu}$$

bestimmt.

Die Größe g können wir als ein Maß für die Breite einer Absorptionslinie ansehen; sie ist von den Konstanten des Dampfes abhängig. ν wird durch die Änderung der Frequenz der freien Schwingungen der Elektronen bestimmt und hat einen Wert, welcher der Feldstärke proportional ist.

Wenn $\vartheta > \vartheta_1$ ist, so können sich zwei linear polarisierte Strahlenbündel mit gleichen Brechungsindizes und verschiedenen Absorptionsindizes fortpflanzen. Die geradlinigen Schwingungen bilden mit der Halbierungslinie OL des Winkels $X'OY$ gleiche Winkel. Die Absorption ist am stärksten bei dem Strahlenbündel, dessen Schwingungen mit der Feldrichtung den kleineren Winkel bilden. In der Figur 2 ist die am stärksten absorbierte Schwingung durch einen dickeren Pfeil bezeichnet.

Mit abnehmendem ϑ nähern sich die beiden Schwingungen mehr und mehr der Linie OL, so daß für $\vartheta = \vartheta_1$ beide Richtungen mit der Halbierungslinie zusammenfallen. Die beiden Hauptstrahlenbündel werden jetzt auch gleich stark absorbiert.

Wenn $\vartheta < \vartheta_1$ ist, so ist der Sachverhalt ein ganz anderer.

In diesem Falle können sich zwei elliptisch polarisierte Strahlenbündel fortpflanzen; sie werden gleich stark absorbiert, haben aber verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. Die charakteristischen Ellipsen sind für beide Strahlenbündel dieselben, werden aber in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen. Eine der Achsen der Ellipsen fällt mit der Linie OL in Fig. 2 zusammen.

Fig. 2.

Die Ellipsen werden immer weniger exzentrisch, je weniger die Welle gegen die Feldrichtung geneigt wird. Für den Fall $\vartheta = 0$ werden die Ellipsen in entgegengesetzten Richtungen durchlaufene Kreise.

Eine weitere Annäherung für den Fall $\vartheta = \vartheta_1$ zeigt, daß in diesem Falle die beiden Schwingungen nicht genau zusammenfallen. Wie im allgemeinen Falle, haben wir zwei verschiedene Strahlenbündel mit verschiedenen charakteristischen Ellipsen, die beide etwas von der Linie OL in Fig. 2 abweichen.

Die Gebiete des longitudinalen und des transversalen magnetischen Effektes greifen bis zu einem gewissen Grade übereinander und sind bei dem Winkel ϑ_1 nicht scharf voneinander geschieden.

22. — Drei Ergebnisse der Lorentzschen Theorie lassen vermutlich eine experimentelle Bestätigung zu.

Denken wir uns den absorbierenden Dampf in solche Verhältnisse versetzt, daß die elementare Theorie nicht angewandt werden kann. Die Komponenten einer zerlegten Linie sind jetzt nicht durch praktisch durchsichtige Gebiete deutlich voneinander getrennt. Die Dampfdichte muß verhältnismäßig groß und die magnetische Feldstärke ziemlich klein gewählt werden. Wie durchweg in der vorliegenden Arbeit, setzen wir die Kraftlinien als horizontal voraus. Wir wollen die Fortpflanzung des Lichtes auch in einer Horizontalebene untersuchen.

Die drei erwähnten Voraussagungen, die, wenn wir die Fälle des eigentlichen longitudinalen und transversalen Effektes ausschließen, eintreffen, sind folgende:

1. Die großen Achsen der Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten weichen von der Vertikalen ab.

2. Die Schwingungen der mittleren Komponente (bzw. Komponenten) sind, je nach den Umständen, entweder linear und nicht horizontal, oder elliptisch, wobei die Achsen der Ellipse gegen den Horizont geneigt sind.

3. Es gibt einen Winkel ϑ_1, der die Gebiete des longitudinalen und des transversalen magnetischen Effektes voneinander trennt.

Geneigte Lage der Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten.

23. — Es ist uns gelungen, die geneigte Lage der Schwingungsellipsen beim inversen magnetischen Effekt an den D-Linien experimentell festzustellen, und wir haben den Betrag der Achsenneigungen messen können.

Die Neigung ist keineswegs auffallend.

Wenn ϑ bereits so groß war, daß die Elliptizität sehr ausgeprägt war, konnten wir uns zunächst nur mit Schwierigkeit von der Neigung überzeugen.

Wir wollen einige Einzelheiten über einen bestimmten Fall angeben: Die ersten Beobachtungen machten wir für $\vartheta = 69^0$ und mit einem Felde von 18000 Gauß.

Wir richteten unser Augenmerk auf D_2. Die Dampfdichte wurde so reguliert, daß die äußeren Komponenten des Sextetts nicht getrennt zu sehen waren. Vor den Spektroskopspalt war ein Nicol aufgestellt, dessen Schwingungsebene unter einem Azimut von etwa 35^0 gegen den Horizont stand. Der mittlere Teil der Auflösungsfigur ist dann sehr dunkel; die äußeren Komponenten des Pseudotripletts sind jedoch nur schwach sichtbar. Das hat den Vorteil, die Sichtbarkeit kleiner Intensitätsänderungen der äußeren Komponenten zu erhöhen.

Die Richtung des Feldes bezeichnen wir als Feldrichtung 1.

Bei der umgekehrten Feldrichtung 2 wurden die äußeren Komponenten dunkler.

Dieser Versuch wurde mehrere Male mit demselben Ergebnis wiederholt.

Darauf ordneten wir das Nicol in einer zur eben erwähnten symmetrischen Lage an. Jetzt waren die äußeren Komponenten bei der Feldrichtung 1 dunkler. Auf Grund dieser Versuche müssen wir schließen, daß eine Vertikallinie keine Symmetrieachse für die Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten ist, daß somit die Lage dieser Ellipsen eine geneigte ist.

24. — Die Richtung der kleinen Achse der Schwingungsellipse maßen wir für $\vartheta = 69^0$; die Dichte des Dampfes war dabei zwischen der ersten und der zweiten Phase (vgl. Abschnitt **13**). Vor dem Spektroskopspalt war ein Nicol eingeschaltet; dieses war auf einem Teilkreise montiert, der die Drehung des Nicols in Graden angab. Das Verschwinden oder Wiederauftreten der äußeren Komponenten gab ein gutes Kriterium für die Bestimmung der kleinen und somit der großen Achse der Schwingungsellipse ab.

Die Messungen lieferten das Ergebnis, daß unter den Versuchsbedingungen die große Achse einen Winkel von 5 Grad mit der Vertikalen bildete. Die Neigung war in bezug auf Größe und Richtung für die Komponenten auf der roten und auf der violetten Seite dieselbe. Das Schema in Fig. 3 veranschaulicht den Zu-

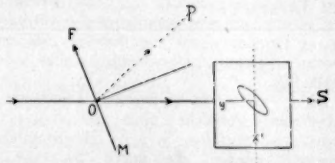


Fig. 3.

sammenhang zwischen der Neigung der Ellipsen und der Feldrichtung.

OS möge das Strahlenbündel sein, das die bei O angeordnete Lichtquelle durchläuft, und OF sei die Richtung der magnetischen Kraft. Für einen in der Richtung SO blickenden Beobachter ist der obere Teil der Schwingungsellipse nach rechts geneigt. Die Ebene YX', welche die Ellipse enthält, steht senkrecht auf dem Strahl und ist in der Figur um die gestrichelte Linie bis zum Zusammenfall mit der Ebene SOM gedreht. Die Seite der Ebene, die von S aus sichtbar war, wird nunmehr sichtbar. Sowohl die Ellipse auf der roten, als auch die in entgegengesetztem Sinne durchlaufene auf der violetten Seite haben bei einer gegebenen Richtung des Magnetfeldes dieselbe Neigung, wie bereits oben bemerkt wurde.

25. — Wir untersuchten dieselbe Natriumflamme, die wir auf den inversen Effekt in der Richtung OS hin erforscht hatten, in der Richtung OP (also bei einem Winkel

$$FOP = MOS = 180^0 - \vartheta)$$

auf die von Egoroff und Georgiewsky entdeckte Erscheinung einer teilweisen Polarisation hin. Wir benutzten ein auf die Flamme eingestelltes kleines Fernrohr mit einer Savartschen Platte und einem Nicol. Dieses Polariskop ist auf einem in Grade geteilten Teilkreise montiert. Die Richtung, in welcher die Streifen am hellsten waren, bestimmten wir, um eine etwaige Abweichung der Ebene maximaler Polarisation von der Vertikalen aufzufinden. Es war leicht ersichtlich, daß eine solche Abweichung bestand. Die Streifen waren am klarsten, wenn ihre Richtung für einen Beobachter in P vom oberen linken zum unteren rechten Quadranten verlief. Dabei war die Feldrichtung immer die in der Fig. 3 angedeutete. Nach Umkehrung des Magnetfeldes wurden die Streifen undeutlich. Sie wurden wieder deutlich, wenn die Hauptrichtung des Polariskops vom oberen rechten

zum unteren linken Quadranten verlief. Das Ergebnis dieser Beobachtungen beweist wenigstens, daß die ganze Erscheinung in bezug auf die Vertikale unsymmetrisch ist; es beweist somit das Vorhandensein geneigter Schwingungen. Herr Professor Lorentz hatte die Freundlichkeit, einem von uns gesprächsweise mitzuteilen, daß er Erscheinungen von der Art, wie sie in diesem Abschnitte beschrieben sind, beobachtet hat.

26. — Bei dem im vorigen Abschnitte beschriebenen Versuche muß die Achse des Fernrohres sorgfältig in eine Horizontalebene eingestellt werden, die durch die Pole des Elektromagnets verläuft. Wenn die Beobachtung in einer Ebene angestellt wird, die nicht horizontal ist, so zeigt sich eine scheinbare Neigung der Achsen der Schwingungsellipsen, wie aus einer geometrischen Betrachtung leicht ersichtlich wird.

27. — Die Lage der Ebene maximaler Polarisation läßt sich recht genau bestimmen. Die Neigung der großen Achse der äußeren Ellipsen des Sextetts und des Quartetts betrug bei einem Versuche 5^0; bei ganz derselben Dampfdichte und derselben Feldstärke bildete die Ebene teilweiser Polarisation mit der Vertikalen einen Winkel von 21^0.

Auf den ersten Blick erscheint es recht auffällig, daß das Savartsche Polariskop gegen die Neigung der Ellipsen so empfindlich ist.

Die Erscheinung der teilweisen Polarisation des emittierten Lichtes ist sehr komplex, und die vollständige Theorie steht noch aus.

Es scheint indessen nicht zweifelhaft, in welcher Richtung wir die Erklärung des bemerkenswerten Unterschiedes zwischen den Angaben der beiden Instrumente zu suchen haben. Sie messen verschiedene Größen.

So lange die Neigung der Schwingungsellipsen des emittierten Lichtes null ist, schwingt das gesamte Licht auch symmetrisch in bezug auf die Vertikale.

Wenn die Neigung indessen nicht null ist, sondern den Wert α hat, so ist die Ebene maximaler resultierender Lichtbewegung unter einem Winkel $\alpha + \beta$ geneigt, der gelegentlich viel größer sein kann (siehe Fig. 4).

Das von der Natriumflamme emittierte Licht enthält:

1. horizontale Schwingungen von der Intensität c^2. (Wir vernachlässigen hier eine weiter unten im Abschnitt **29** zu erwähnende Veränderung.)

2. elliptische Schwingungen, deren große Achsen mit der Vertikalen einen Winkel α bilden. Die Hauptachsen dieser Ellipsen mögen a und b sein.

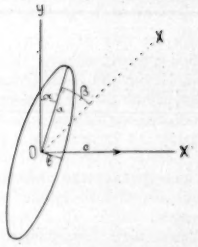


Fig. 4.

Die Intensität I_x in einer Richtung OX wird

$$I_x = c^2 \sin^2(\alpha+\beta) + a^2 \cos^2\beta + b^2 \sin^2\beta. \quad (1)$$

Dieser Ausdruck wird ein Maximum für einen Wert von β, welcher der Gleichung

$$c^2 \sin 2(\alpha+\beta) + (b^2 - a^2) \sin 2\beta = 0 \quad (2)$$

genügt.

Daraus folgt bereits, daß β nicht null sein kann, weil sonst auch α null sein müßte.

Aus Gleichung (2) erhalten wir:

$$\frac{\sin 2(\alpha+\beta)}{\sin 2\beta} = \frac{a^2 - b^2}{c^2}. \quad (3)$$

Demnach hängt der Wert von β von den Intensitäten der horizontalen und der vertikalen Schwingungen ab. Es ist immer $a > b$. Im emittierten Lichte überwiegen allgemein die vertikalen Schwingungen; somit ist auch $a > c$. Wir folgern, daß β nur positiv sein kann.

Wenn wir

$$\alpha = 5^0,$$
$$\alpha + \beta = 21^0,$$
$$b = 0{,}3\, a$$

annehmen (vgl. Abschnitt **28**), so ergibt Gleichung (3):

$$\frac{a^2}{c^2} = 1{,}4.$$

Das ist ein einleuchtender Wert. Es besteht sonach kein Widerspruch zwischen den Beobachtungen mit dem Polariskop und den mit dem Nicol allein gewonnenen Ergebnissen.

28. — Wir haben beim inversen Effekt einige Messungen der Elliptizität der äußeren Komponenten bei verschiedenen Einfallswinkeln unternommen. Zu dieser Untersuchung benutzten wir die bekannte Methode mit Viertelwellenlängenplatte und Nicol. Wenn die Achsen der Viertelwellenlängenplatte parallel zu den Achsen der ursprünglichen Ellipse angeordnet sind, so ist das resultierende Licht eben polarisiert. Es seien b und a die horizontale und die vertikale, oder die nahezu horizontale und die nahezu vertikale Achse; dann ist

$$\frac{b}{a} = \text{tang } \alpha.$$

Die benutzte Viertelwellenlängenplatte aus Glimmer erwies sich als sehr genau für Licht von der Brechbarkeit der Natriumlinie, als sie nach der bei einer früheren Gelegenheit[1]) beschriebenen Methode untersucht wurde. Drei Bestimmungen ergaben als Abweichungen von einer genauen Viertelwellenlängenplatte 1,8 Proz., 0,1 Proz. und 1,0 Proz.

Für die vorliegenden Bestimmungen ist eine solche Genauigkeit der Platte ganz überflüssig. Die Messungen sind sehr schwierig, denn sie betreffen das Mittel der äußeren Komponenten des Sextetts, also einen äußerst schmalen Teil des Spektrums. Überdies läßt sich die Dichte des Dampfes nur annähernd bestimmen (**10**).

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse über die Elliptizität der äußeren Komponenten des Sextetts, die wir bei einer ziemlich ausgedehnten Messungsreihe erhalten haben.

ϑ	b/a		Bemerkungen
$69^1/_2{}^0$	0,31 0,31 0,28	0,30	Dampf von mittlerer Dichte (siehe Abschnitt **10**).
47^0	0,45 0,45	0,45	Dampf von mittlerer Dichte.
	0,47 0,50	0,47	Etwas dichterer Dampf.
39^0	0,67 0,70 0,70 0,60 0,64 0,67 0,63 0,65 0,65	0,66	Sehr stark verdünnter Dampf (siehe Abschnitt **10**).

Das Achsenverhältnis ist bei einem bestimmten Winkel zweifellos einigermaßen von der Dampfdichte abhängig. Ein Teil der Schwankungen in den Ergebnissen, die bei demselben Winkel erhalten wurden, müssen dieser Ursache zugeschrieben werden.

Bei $\vartheta = 69^1/_2{}^0$ war die Neigung der großen Achse bei dichtem Dampf 6^0; bei sehr stark verdünntem Dampf wurde der Wert Null erhalten.

Bei $\vartheta = 47^0$ war die Neigung bei Dampf von mittlerer Dichte $4^1/_2{}^0$. Die Savartschen Streifen bildeten dabei einen Winkel von 28^0 mit der Vertikalen.

Geneigte Lage der Schwingungen der mittleren Komponenten.

29. — Während die Neigung der Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten zuerst beim Sextett nachgewiesen werden konnte, gelang es uns vielmehr beim Quartett zuerst, die zweite der oben (**22**) erwähnten Lorentzschen Schlußfolgerungen zu bestätigen.

Die Abweichung der Schwingungen der mittleren Komponenten des Quartetts von der Horizontalen läßt sich auf dieselbe Weise dartun wie die Neigung der Ellipsen (**23**).

Der Hauptschnitt des Nicols vor dem Spalt wurde unter einem Winkel von etwa 30^0 gegen den Horizont angeordnet. Die äußeren Komponenten des Quartetts von D_1 sind dann kaum sichtbar. Die inneren Komponenten sind ziemlich dunkel. Die Richtung des Feldes wollen wir als Richtung 1 bezeichnen. Unter dem Einfluß des umgekehrten Feldes 2 werden die mittleren Komponenten schwärzer. Wenn das Nicol in symmetrischer Lage angeordnet wird, so sind die mittleren Komponenten bei der Feldrichtung 1 am deutlichsten.

Der Winkel ϑ betrug bei diesem Versuch 47^0.

Zwei verschiedene Versuche, den Winkel zwischen der Schwingung und der Horizontalen zu messen, lieferten die Ergebnisse $4^1/_2{}^0$ bzw. $5^1/_2{}^0$. Diese Messungen sind jedoch sehr schwierig und geben vielleicht nur die Größenordnung der Neigung an. Die Nachbarschaft der äußeren Komponenten beeinträchtigt die Genauigkeit der Einstellung des Nicols stark, denn während man es in der Nähe der Auslöschungsstellung hin und her bewegt und einer vertikalen Richtung nahe kommt, wird das Auge durch die größere Intensität der äußeren Komponenten abgelenkt.

30. — Wir haben noch einen weiteren Versuch angestellt, der das Ergebnis des Abschnittes **29** für beide Natriumlinien bestätigt und auch die Beziehung zwischen den Neigungen der verschiedenen Komponenten zur Geltung bringt. Dieser Zusammenhang wird für ein Triplett durch die Fig. 5 schematisch dargestellt.

Fig. 5.

Das bei den mittleren Komponenten des Quartetts und des Sextetts erhaltene Ergebnis kann nämlich sicherlich qualitativ auf das Triplett angewandt werden.

1) Zeeman, diese Zeitschr. **11**, 1, 1910.

Die Versuchsanordnung war folgende: Der Hauptschnitt des Nicols bildete einen Winkel von $+40^0$ mit der Vertikalen. Die positive Richtung sei in Fig. 5 der Drehung des Uhrzeigers entgegengesetzt. Darauf wurde das Nicol unter 320^0 (also in der symmetrischen Stellung) angeordnet. Die letztgenannte Stellung wurde als Stellung B, die zuerst erwähnte als Stellung A bezeichnet.

Die Feldrichtung bleibt ungeändert.

In der Stellung A waren alle Linien schwächer als in der Stellung B.

Wir schließen daraus, daß sowohl die Ellipsen, als auch die Schwingungen der mittleren Komponenten geneigt sind; wir schließen ferner, daß das Lagenverhältnis der Schwingungen das durch die Fig. 5 veranschaulichte sein muß.

31. — Righi sagt in der bereits öfter erwähnten wichtigen Arbeit (auf S. 291 der im Abschnitt **1** genannten Veröffentlichung), daß die theoretischen Untersuchungen von Voigt über den allgemeinen Fall der Lichtfortpflanzung in einer gegen die Kraftlinien geneigten Richtung zu spät veröffentlicht worden ist, um ihm bei seiner Untersuchung als Führung zu dienen. Righi gibt der Meinung Ausdruck, es sei recht unwahrscheinlich, daß ihm im Verlaufe seiner zahlreichen Beobachtungen solche Eigentümlichkeiten im Verhalten der mittleren Komponenten entgangen sein könnten, wie sie Voigt angibt, und daß die elementare Theorie von Lorentz mit allen beobachteten Erscheinungen im Einklang steht.

Das scheint mit unseren Versuchsergebnissen im Widerspruch zu stehen. Dieser Widerspruch schwindet indessen, wenn wir annehmen, daß bei den Versuchen von Righi der Dampf sehr dünn oder das Feld so stark war, daß die Komponenten scharf voneinander getrennt wurden. Unter solchen Verhältnissen stehen auch unsere Beobachtungen vollkommen im Einklang mit der elementaren Theorie, wenigstens was die Polarisation der Komponenten und die Richtung der Schwingungen angeht.

Auch war es bei den Versuchen von Righi keineswegs selbstverständlich, die Richtung des Magnetfeldes umzukehren, und gerade dieses Verfahren zeigt am leichtesten eine etwaige Neigung der Schwingungen.

Anwendung der Ergebnisse der Abschnitte **23** bis **30** auf die Deutung von Sonnenfleckenspektren.

32. — Die Schwingungen der mittleren Komponente eines Tripletts verlaufen parallel zu den Kraftlinien. Die äußeren Komponenten schwingen linear und senkrecht zur Feldrichtung. Diese Regeln gelten auch bei dichten Dämpfen, sofern man nur den reinen transversalen magnetischen Effekt betrachtet. Nehmen wir an, daß die Beobachtungsrichtung gegen die Kraftlinien geneigt ist, so können wir nur für den Fall sehr dünner Dämpfe die Projektion der magnetischen Kraft auf eine zur Gesichtslinie senkrechten Ebene aus den Schwingungsrichtungen nach den Regeln der elementaren Theorie finden. Wenn indessen die Komponenten eines inversen Tripletts nicht deutlich durch praktisch durchsichtige Stellen voneinander getrennt sind — und dieser Gattung von Linien scheinen die Linien der Sonnenflecken anzugehören —, so müssen die in Fig. 5 schematisch dargestellten Eigentümlichkeiten in Betracht gezogen werden.

Bei der kartographischen Aufnahme der Magnetfelder in Sonnenflecken, welche die Intensität, die Richtung und die Polarität der magnetischen Kraft anzeigen, wird die Bestimmung der Kraftrichtung einige Schwierigkeiten bieten.

Den Wert der Korrektion, die in manchen Fällen an den Angaben der elementaren Theorie angebracht werden muß, werden wir bei anderer Gelegenheit angeben.

Die Regel, welcher die Richtung der Abweichung gehorcht, möge hier angegeben werden.

Die Drehungsrichtung in den Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten auf der roten oder auf der violetten Seite zeigt, ob ϑ spitz oder stumpf ist. Wenn ϑ stumpf ist (vgl. Fig. 3), so gibt Fig. 5 das Richtungsverhältnis der Magnetkraft, der großen Achse der Schwingungsellipse und der Schwingung der mittleren Komponente wieder.

Wir ziehen von irgendeinem Punkte O aus eine Linie OB parallel zur großen Achse der Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten, ferner eine Linie OM parallel zur Schwingung der mittleren Komponente, und wählen den Winkel BOM stets spitz. Die Projektion OF der magnetischen Kraft auf eine zur Gesichtslinie normale Ebene bildet dann mit OB einen positiven spitzen Winkel, und zwar ist der Winkel BOF größer als BOM, wenn die positive Richtung von OB nach OM gerechnet wird.

Durch die Feststellung, ob die große Achse der Ellipsen und die Schwingungen der mittleren Komponente senkrecht aufeinander stehen oder nicht, können wir uns davon überzeugen, ob wir die elementare Theorie anwenden dürfen oder nicht.

(Nach den Korrekturbogen von Amsterdam Proc, 29. April 1910, S. 35—44, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 6. Juli 1910.)

Über die Umkehrung von Spektrallinien.

Von H. Konen.

§ 1. Bei einer Wiederholung der Pflügerschen[1]) Absorptionsversuche an leuchtendem Wasserstoff hat Herr R. Ladenburg[2]) unter Verwendung stärkerer Dispersion gewisse Umkehrungserscheinungen beobachtet, die er selbst als Beweis dafür ansieht, daß innerhalb der untersuchten Linie der Quotient E/A, Emission durch Absorption, nicht konstant sei. Hieraus hat er weiter geschlossen, daß die Strahlung des Wasserstoffs keine Temperaturstrahlung sei.

Im Gegensatz hierzu hat Pflüger gezeigt[3]), daß die von R. Ladenburg angenommene Erklärung zwar möglich, aber nicht notwendig ist, daß sich vielmehr die beobachteten Erscheinungen ebensogut für konstantes E/A erklären lassen, wenn man darauf Rücksicht nimmt, daß die emittierende Röhre bei Ladenburg keineswegs ein einem kontinuierlichen Spektrum eines schwarzen Körpers gleichendes Spektrum liefert, sondern an der Stelle der Wasserstofflinien diffuse Maxima besitzt. Er hat damit die Erscheinung mit der von spektroskopischen Beobachtern häufig diskutierten und beobachteten mehrfachen Umkehrung von Spektrallinien identifiziert und zugleich zur Erklärung der letzteren beigetragen.

Mir selbst fielen beim Anblick der Abbildungen Ladenburgs die von mir und Hagenbach[4]) früher beschriebenen Umkehrungserscheinungen sogleich ein, und ich habe sofort brieflich Herrn H. Kayser in Bonn eine, wie sich ergab, in den Resultaten völlig mit Pflüger übereinstimmende Rechnung mitgeteilt. Dann schickte mir Pflüger sein Manuskript, und ich legte daher die Notiz beiseite. Jetzt will es mir jedoch scheinen, als ob vielleicht meine Notiz doch neben derjenigen von Pflüger noch einiges Interesse besitzt, da sie einen ganz anderen Weg einschlägt und zudem die an Spektrallinien auftretenden Umkehrungserscheinungen auf etwas einfachere und strengere Weise zu übersehen gestattet, als die bisherigen Darstellungen.

§ 2. Die Emission der als absorbierendes Medium gewählten Lichtquelle werde mit E_2, diejenige der emittierenden mit E_1 bezeichnet, A_2 und A_1 sollen die entsprechenden Absorptionen bedeuten, e das Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers. Man beobachtet durch das leuchtende Gas II die Lichtquelle I. Ferner sei angenommen, daß innerhalb des Spektrums das Kirchhoffsche Gesetz gelte; also sei: $E_2/A_2 = e''$, $E_1/A_1 = e'$, jedesmal für bestimmte Temperatur und Wellenlänge. Dann hat die resultierende Emission E offenbar den Wert

$$E_2 + E_1(1 - A_2) = E,$$

und kann durch die Kurve $E = f(\lambda)$ dargestellt werden. Jedesmal, wenn diese Kurve ein Minimum besitzt, tritt eine Umkehrung auf. Es wird von der Beobachtungsmethode und der relativen Stärke dieses Minimums abhängen, ob die Umkehrung praktisch als solche, d. h. als relativ dunklerer Streifen auf hellerem Grunde wahrgenommen wird. Die Entscheidung über diesen Punkt ist jedoch eine sekundäre Frage, die von Fall zu Fall zu beantworten ist.

Bei den Umkehrungsversuchen, wie wir sie hier im Auge haben, handelt es sich durchweg um Spektrallinien, d. h. wir dürfen annehmen, daß die Funktion E_2 ausgesprochene Maxima besitzt, innerhalb welcher der Verlauf von E_2 derjenige einer „gewöhnlichen" Funktion ist[1]). Dasselbe gilt von E_1. Daher kann man den Verlauf von E mit Hilfe von $\frac{dE}{d\lambda}$ verfolgen. Es leuchtet ein, daß in dem Bereich einer Emissionslinie des Körpers (II) zunächst $\frac{dE}{d\lambda}$ mindestens einmal gleich Null werden muß, damit eine Umkehrung eintreten kann. Es muß also sein

$$\frac{\partial E}{\partial \lambda} = \frac{\partial E_2}{\partial \lambda} + \frac{\partial E_1}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \lambda}\frac{(E_1 E_2)}{e''} = 0.$$

Innerhalb der schmalen Maxima, die einer Linie entsprechen, kann man e'' als konstant ansehen. Die erste Bedingung lautet also

$$\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}\left(1 - \frac{E_1}{e''}\right) + \frac{\partial E_1}{\partial \lambda}\left(1 - \frac{E_2}{e''}\right) = 0. \quad (1)$$

§ 3. Nun wird man nicht jedes Minimum im Verlauf von E als Umkehrung bezeichnen dürfen. Minima und Maxima im Verlaufe von E_1 oder E_2 sind auszunehmen. Es werde daher weiterhin vorausgesetzt, daß weder E_1 noch E_2 mehr als ein Maximum und kein Minimum besitzen, also daß die zu betrachtenden Linien einfach, nicht zusammengesetzt sind. Auch sei E_2 eine Linie, kein kontinuierliches Spektrum. Endlich werde der Einfachheit halber angenommen, daß die Mitten der Emissionslinien von E_1 und E_2 zusammenfallen. Daß hierin keine wesentliche Einschränkung liegt, leuchtet ein. Wir können nunmehr sagen, daß $e'' - E_2$

1) A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515, 1907.
2) R. Ladenburg, Verh. der D. phys. Ges. **10**, 550, 1908; **12**, 54, 1910.
3) A. Pflüger, Verh. der D. phys. Ges. **12**, 208, 1910.
4) H. Konen und A. Hagenbach, Astrophys. J. **19**, 110—115, 1904.

1) Um E_2 zu untersuchen, muß man das Spektrum abbilden. Hierdurch allein wird schon die gemachte Voraussetzung gerechtfertigt.

immer positiv, nie Null ist, und daß die Differentialquotienten $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ gleiches Vorzeichen besitzen. Es folgt daher, daß in (1) das erste Glied das entgegengesetzte Vorzeichen haben muß wie das zweite, für alle Punkte, in denen $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ nicht verschwinden. Dieser letzte Fall tritt jedesmal in der Mitte der Linien ein. Wir kommen gleich auf ihn zurück.

Sind beide Differentialquotienten von Null verschieden, so ergibt sich somit als erste Bedingung für das Auftreten einer Umkehrung die wohlbekannte Beziehung $E_1 > e_2$, d. h. die Lichtquelle I muß höhere Temperatur besitzen, als die Lichtquelle II.

§ 4. Es bleibt der Fall, wo beide Differentialquotienten oder einer derselben verschwinden.

Man hat $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda} = 0$ entweder, wenn $E_1 = \text{const}$, also wenn I ein kontinuierliches Spektrum aussendet, oder wenn E_1 ein Maximum oder einen Wendepunkt besitzt. Sendet I ein kontinuierliches Spektrum aus, so hat man

$$\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}(e'' - E_1) = 0. \qquad (2)$$

Diese Gleichung ist stets erfüllt, wenn $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda} = 0$, oder $e'' - E_1 = 0$, also in der Mitte der Linie des Gases II oder wenn beide Körper die gleiche Temperatur besitzen. Soll nun eine Umkehrung stattfinden, so muß unterhalb der Mitte $\frac{\partial E}{\partial \lambda}$ negativ, oberhalb positiv sein. Man hat also für $\lambda < \lambda_0$, $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}(e'' - E_1) < 0$, für beliebige Punkte, also muß, da $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ positiv ist, $e'' - E_1 < 0$ sein, also $E_1 > e''$, somit die Temperatur des Körpers I höher als diejenige von II. Zugleich ergibt sich, daß nur für die Stelle $\lambda = \lambda_0$ die Gleichung (2) erfüllt sein kann, da E_1 als konstant angenommen ist.

Es ergibt sich also, daß gegen ein kontinuierliches Spektrum nur eine einfache Umkehrung eintreten kann, die ihr Maximum an der Stelle des Emissionsmaximums besitzt, stets und nur dann auftritt, wenn $E_1 > e''$.

Beobachtet man also eine mehrfache Umkehrung gegen einen kontinuierlichen Grund, so ist anzunehmen, daß $\frac{E_2}{A_2}$ variiert, E_2 nicht dem Kirchhoffschen Gesetz folgt, vorausgesetzt, daß es sich um eine einfache Linie handelt.

§ 5. Ein Maximum kann E_1 nur besitzen, wenn es aus einer Linie besteht. Alsdann ist in der Mitte dieser $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda} = 0$ und zugleich $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda} = 0$, somit die Gleichung (1) identisch erfüllt. Damit nun in der Mitte von E ein Minimum, eine Umkehrung sichtbar sei, muß vor der Mitte, unterhalb λ_0, der Differentialquotient $\frac{\partial E}{\partial \lambda}$ negativ, oberhalb positiv sein, innerhalb eines endlichen Bereiches. Man hat also nach Gleichung (1)

$$A = \frac{\partial E_2}{\partial \lambda}(e'' - E_1) + \frac{\partial E_1}{\partial \lambda}(e'' - E_2) < 0. \qquad (3)$$

Nun ist das zweite Glied positiv, ebenso $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$, folglich muß $e'' - E_1 < 0$ sein. Man erhält somit wieder als notwendige, aber diesmal nicht hinreichende Bedingung $E_1 > e''$, d. h. die Temperatur des Körpers I muß höher sein als diejenige von II, damit überhaupt eine Umkehrung in der Mitte möglich ist.

Besitzt E_1 einen Wendepunkt, E_2 nicht, so hat man $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda} = 0$, somit nach Gleichung (1), da $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ nicht verschwindet, $e'' - E_1 = 0$. Dann ist unterhalb dieser Stelle $E_1 < e''$, oberhalb $E_2 > e''$ gemäß unseren Voraussetzungen über die in Frage kommenden Linien. Soll ein Minimum, eine Umkehrung eintreten, so muß unterhalb des Minimums $\frac{\partial E}{\partial \lambda} < 0$ sein, also

$$A = \frac{\partial E_2}{\partial \lambda}(e'' - E_1) + \frac{\partial E_1}{\partial \lambda}(e'' - E_2) < 0.$$

Hier sind alle Glieder positiv, die Gleichung unmöglich. Umkehrpunkte von E_1 liefern also keine Umkehrung.

Das gleiche ist der Fall, wenn E_2 einen Umkehrpunkt besitzt, E_1 nicht. Man erhält die unerfüllbare Bedingung

$$\frac{\partial E_1}{\partial \lambda}(e'' - E_2) = 0.$$

Der letzte Fall würde sein, daß sowohl E_1 wie E_2 einen Wendepunkt besitzen. Dann ist die Bedingung I erfüllt. Unterhalb der Stelle muß man im Falle eines Minimums haben $A < 0$, oberhalb $A > 0$. Da alle Glieder in A mit Ausnahme von $e'' - E_1$ positiv sind, so muß dieses negativ sein. Man erhält also wieder als notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für das Auftreten einer Umkehrung $E_1 > e''$, d. h. die Temperatur von E_1 muß höher sein als diejenige von E_2.

§ 6. Es fragt sich, welche Bedingung noch zu dieser hinzukommt, um in den anderen Fällen eine Umkehrung herbeizuführen. Da $E_2 < \varepsilon'' < E_1$, so läßt sich die Gl. (1) schreiben, wenn man setzt

$$E_1 - \varepsilon'' = F_1, \quad \varepsilon'' - E_2 = F_2:$$

$$+\frac{\partial F_2}{\partial \lambda} F_1 + \frac{\partial F_1}{\partial \lambda} F_2 = \frac{\partial}{\partial \lambda}(F_1 F_2) = 0.$$

Ein Minimum tritt somit ein, wenn das Produkt $F_1 \times F_2$ ein Minimum besitzt. Hier ist F_1 eine Funktion, die vom Rande der Linie nach der Mitte beständig zunimmt, während F_2 abnimmt. Sind, wie beim Experiment, F_1 und F_2 gegeben, so lassen sich bei bekanntem ε'' die Umkehrungsstellen berechnen. Hier handelt es sich jedoch um die Frage, ob überhaupt solche Fälle denkbar sind. Das trifft nun aber zu, denn es lassen sich stets Größen F_1 und F_2 finden, von denen die eine ständig wächst, die andere ständig abnimmt, und deren Produkt mehrere Maxima und Minima besetzt. Man überzeugt sich hiervon durch Zeichnung oder indem man die Größen $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial^2 (F_1 F_2)}{\partial \lambda}$ bildet. Man erhält dann $\frac{\partial F_1}{\partial \lambda} : \frac{\partial F_2}{\partial \lambda} = -F_1 : F_2$ und kann durch passende Verfügung über die zweiten Differentialquotienten $\frac{\partial^2 (F_1 F_2)}{\partial \lambda^2}$ für gegebene Stellen sowohl positiv als negativ machen. Hieraus folgt, daß stets, auch bei Gültigkeit des Kirchhoffschen Satzes, mehrfache Umkehrungen möglich sind, nämlich stets dann, wenn das Produkt $F_1 F_2$ mehrere Minima besitzt[1]).

§ 7. Es läßt sich nunmehr auch feststellen, in welchem Falle in der Mitte der beiden Linien oder in zwei zum gleichen Wert gehörenden Wendepunkten eine Umkehrung eintritt. Da nämlich in beiden Fällen $\frac{\partial F_1}{\partial \lambda} = \frac{\partial E_1}{\partial \lambda} = 0$, $\frac{\partial F_2}{\partial \lambda} = -\frac{\partial E_2}{\partial \lambda} = 0$, so erhält $\frac{\partial^2 (F_1 F_2)}{\partial \lambda^2}$ den Wert

$$F_1 \frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2} + F_2 \frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2} > 0.$$

Nun besitzt F_1 ersichtlich in der Mitte der Linie ein Maximum, es ist somit $\frac{\partial^2 F_1}{\partial \lambda^2} < 0$. Umgekehrt hat F_2 ebendort ein Minimum. Man erhält somit die Mitte dunkel, wenn ohne Rücksicht auf das Zeichen $F_1 \frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2} > F_2 \frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2}$, hell, wenn das Umgekehrte stattfindet. Diese Bedingung ist ersichtlich identisch mit (3).

Besitzen E_1 und E_2, d. h. auch F_1 und F_2 Wendepunkte, so verschwinden auch $\frac{\partial^2 F_1}{\partial \lambda^2}$ und $\frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2}$, d. h. auch F_1 F_2 besitzt einen Wendepunkt. Es folgt daher, daß keine Umkehrung eintreten kann an einer Stelle, wo E_1 und E_2 Wendepunkte besitzen.

§ 8. Das Ergebnis der ganzen Diskussion läßt sich in die folgenden Sätze zusammenfassen:

Damit Umkehrungen eintreten, ist notwendig, daß die emittierende Lichtquelle eine höhere Temperatur besitze als die absorbierende.

Liefert der emittierende Körper ein kontinuierliches Spektrum, so ist nur eine einfache Umkehrung möglich. Sie tritt ein, wenn $E_1 > \varepsilon''$.

Liefert der emittierende Körper ein Spektrum mit ausgesprochenem Maximum in der Nähe der Linie des absorbierenden Körpers, so tritt in der Mitte dieser stets eine Umkehrung auf, wenn $E_1 > \varepsilon''$ und, abgesehen vom Zeichen, $F_1 \frac{\partial^2 F_2}{\partial \lambda^2} > F_2 \frac{\partial^2 F_1}{\partial \lambda^2}$. Da $\frac{\partial F_2}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial F_1}{\partial \lambda}$ gleich Null sind, kann man dies auch schreiben, abgesehen vom Vorzeichen, wenn ϱ den Krümmungsradius in der Mitte bedeutet,

$$|F_1 \varrho_1| > |F_2 \varrho_2|, \qquad (4)$$

d. h. das Auftreten der Umkehrung wird begünstigt, je größer die Differenz $E_1 - \varepsilon''$ und je flacher die Kurve E_1 genommen wird, oder je schärfer die Emissionslinie und je kleiner die Differenz $\varepsilon'' - E_2$ ist, d. h. je mehr sich das Maximum von E_2 der Emission des schwarzen Körpers nähert.

Außerhalb der Mitte sind Umkehrungen nicht möglich an Stellen, wo beide Kurven oder eine derselben einen Wendepunkt besitzen.

Sie können dagegen auftreten an allen Stellen, wo das Produkt $F_1 \cdot F_2$ ein Minimum besitzt. Dies ist ohne Rücksicht auf physikalisch mögliche Formen von E_1 und E_2 als beliebig oft möglich zu bezeichnen. Eine $n$fache Umkehrung (n schwarze Linien) wird also beobachtet, wenn $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda} \ldots (2n-1)$ mal verschwindet und n Minima und $n-1$ Maxima auftreten.

§ 9. Es ist von Interesse, sich die auf theoretischem Wege abgeleiteten Formen der Energiekurven einfacher Linien vom Standpunkt der obigen Regeln anzusehen. Ein Beispiel möge

1) Der Freundlichkeit von Prof. Dehn, Münster, verdanke ich Beispiele für das Gesagte, u. a. das folgende: $F_2 = \frac{1}{\lambda}$, $F_1 = y$, wo y definiert ist durch die Gleichung $\frac{(y-\lambda)}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varrho \left(\frac{y+\lambda}{\sqrt{2}} \right) = 0$. Durch passende Wahl von ϱ erhält man in einem gegebenen Intervall von λ beliebig viele Maxima und Minima.

genügen. Wir wählen die von Lord Rayleigh[1]) benutzte Funktion e^{-x^2}, die sich für unseren Zweck schreiben läßt $E_1 = a_1 e^{-k_1^2(\lambda-\lambda_0)^2}$, wenn λ_0 die Linienmitte bedeutet.

Nun ist

$$F_1 F_2 = (E_1 - e'')(e'' - E_2) = \\ = (a_1 e^{-k_1^2(\lambda-\lambda_0)^2} - e'')(e'' - a_2 e^{-k_2^2(\lambda-\lambda_0)^2}).$$

Für die Mitte der Linie muß, damit überhaupt eine Umkehrung möglich ist, $E_1 > e''$ sein, also $a_1 > e''$, ebenso muß gelten $a_2 < e''$. Da ferner E_1 der höheren Temperatur entspricht, so muß seine Linie breiter sein, also $k_1^2 < k_2^2$. In der Mitte beider Linien ist ersichtlich die Bedingung $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda} = 0$ erfüllt. Die Bedingung (4) liefert $|F_1 \varrho_1| > |F_2 \varrho_2|$, das heißt, da für $\lambda = \lambda_0$, $\frac{\partial^2 F_1}{\partial \lambda^2} = -2 k_1^2 a_1$

$$\frac{k_2^2 a_2}{k_1^2 a_1} > \frac{e'' - a_2}{a_1 - e''}.$$

Außerhalb der Mitte hat man infolge der Bedingung $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda} = 0$, und da weder $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda}$ noch $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ verschwinden können,

$$\frac{k_1^2 E_1}{k_2^2 E_2} = \frac{F_1}{F_2}.$$

Dieser Bedingung kann offenbar stets genügt werden, wenn

$$e'' = \frac{(k_1^2 + k_2^2) E_1 E_2}{k_1^2 E_1 + k_2^2 E_2}.$$

Schreibt man diese Gleichung

$$\frac{k_1^2}{E_2} + \frac{k_2^2}{E_1} = \frac{k_1^2 + k_2^2}{e''}$$

und bedenkt, daß sowohl E_1 wie E_2 vom Rande der Linie nach der Mitte wachsen, ferner e'' fest ist, so sieht man, daß die Bedingung (1) höchstens einmal auf jeder Seite der Linie erfüllt werden kann. Um zu entscheiden, ob ein Minimum, d. h. eine Umkehrung eintreten kann, bilden wir die zweite Ableitung von $F_1 F_2$. Dieselbe erhält bei Berücksichtigung der Beziehung $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda} = 0$ den Wert

$$4(\lambda - \lambda_0)^2 [e''(k_1^4 E_1 - k_2^4 E_2) - \\ - (k_1^2 + k_2^2) E_1 E_2] > 0,$$

oder unter Weglassung des positiven Faktors $4(\lambda - \lambda_0)^2$

$$k_1^4 E_1 + k_2^4 E_2 > (k_1^2 + k_2^2)^2 E_1 E_2 \frac{1}{e''}.$$

Setzt man den oben gefundenen Wert von e'' ein, so kommt

$$k_1^4 E_1 + k_2^4 E_2 > (k_1^2 + k_2^2)(k_1^2 E_1 + k_2^2 E_2)$$

oder

$$0 > + (E_1 + E_2) k_1 k_2,$$

was nicht möglich ist, da rechts lauter positive, nicht verschwindende Größen stehen.

Es zeigt sich somit, daß zwei Linien der Form e^{-x^2} keine doppelte Umkehrung liefern können. Da man annehmen darf, daß die Mehrzahl der einfachen Spektrallinien angenähert eine derartige Intensitätsverteilung besitzen, so erklärt sich zugleich, weshalb echte Doppelumkehrungen verhältnismäßig so selten sind.

§ 10. Man kann sich geometrisch überzeugen, daß das Auftreten doppelter Umkehrungen begünstigt wird durch einen Intensitätsverlauf in beiden Linien, bei welchem $\frac{\partial E_1}{\partial \lambda}$ bezw. $\frac{\partial E_2}{\partial \lambda}$ erheblichen Schwankungen unterworfen sind. Derartige Fälle wird man aber besonders dann beobachten, wenn inhomogene Schichten verschiedener Temperatur sich hintereinander befinden, etwa in einem ungleichmäßig brennenden Bogen oder in einer Geißlerröhre mit verschieden weiten Teilen, bei geschichteter Entladung.

Endlich läßt sich leicht übersehen, welchen Effekt es hat, wenn man die Intensität von E_1, etwa durch Einschaltung eines Nicols, auf den $p$ten Teil verkleinert. Tritt ohne Nicol bei der Stelle $\lambda = \lambda_1$ eine Umkehrung auf, so ist dort $\frac{\partial (F_1 F_2)}{\partial \lambda} = 0$. Das liefert, wenn E_1 auf den $p$ten Teil verkleinert wird, die Bedingung $E_1 > p e''$. Nun wächst E_1 nach der Mitte zu, folglich liegt der neue Wert von E_1, wenn überhaupt die Umkehrung bestehen bleibt, weiter nach der Mitte der Linie hin. Die Umkehrung wandert also mit der Stellung des Nicols vom Rande der Linie nach der Mitte.

Münster i. W., Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Juni 1910.)

1) Vgl. Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Bd. II, S. 343.

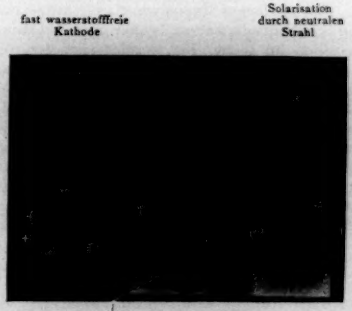
Über photographische Wirkung der Kanalstrahlen und damit verbundene Erscheinungen.

Von Joh. Koenigsberger u. Jos. Kutschewski.

Die Untersuchungen von Rutherford und Bragg haben ergeben, daß die von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Strahlen eine Geschwindigkeit besitzen, die beim Durchgang durch gasförmige oder feste Materie abnimmt. Solange diese Geschwindigkeit größer als der

Schwellenwert $8{,}2 \cdot 10^8$ cm/sec ist, vermögen die α-Strahlen Gase zu ionisieren, in Phosphoren Fluoreszenz und zum Teil auch Phosphoreszenz zu erregen und auf die photographische Platte wie Licht zu wirken. Es sind ferner in der Nähe von jenem Grenzwert der Geschwindigkeit die ionisierende Wirkung und vielleicht auch die beiden andern Erscheinungen am stärksten. Der Weg, den die α-Strahlen durchlaufen, bis sie den Schwellenwert der Geschwindigkeit erreichen, die Reichweite, ist der Dichte der Substanz angenähert umgekehrt proportional, wie sich aus den Messungen von Rutherford und denen von Joly und Fletcher[1]) an den pleochroitischen Höfen in Mineralien ergab. Eine theoretische Begründung dieser Sätze hat E. Riecke[2]) gegeben.

Die positiven Kanalstrahlen sind im wesentlichen Wasserstoff- und nicht Heliumatome, und die obigen Gesetze sind daher nicht ohne weiteres auf sie übertragbar. Ihre Geschwindigkeit ist von der Größenordnung $1 - 2 \cdot 10^8$ cm/sec, liegt also unter dem Schwellenwert für α-Strahlen; trotzdem haben G. C. Schmidt[3]) ihre ionisierende Wirkung und E. Goldstein[4]) die Fluoreszenzerregung nachweisen können. Speziell für den neutralen Kanalstrahl haben J. J. Thomson[5]) Fluoreszenz und die Verfasser[6]) Ionisierung festgestellt. Die direkte photographische Wirkung war bisher weder für positiven noch neutralen Anteil bekannt, und Versuche mit sehr empfindlichen photographischen Platten schienen uns zuerst darauf hinzuweisen, daß hier der Schwellenwert für α-Strahlen auch der für Kanalstrahlen sein könne. Wir erhielten auch bei langer Exposition nur eine allgemeine Schwärzung durch die Lichtemission der Kanalstrahlen, dagegen kein Bild der magnetisch abgelenkten und unabgelenkten Kanalstrahlenbündel. Die Versuchsanordnung war die früher (Abhandlung No. 3, 1910) beschriebene. Die *Hg*-Dämpfe wurden, wenn erforderlich, vollständig durch Kühlung des Zufuhrrohrs zur Pumpe mit Kohlensäureäther, der Wasserdampf durch ganz frisches Phosphorpentoxyd hinreichend beseitigt. Das Präparat wurde gut trocken in nicht zu großem Stück, um das Aufrollen der Schicht zu vermeiden, in das Vakuum gebracht. Schließlich glückte es, ein geeignetes Präparat zu finden, auf das die Kanalstrahlen eine kräftige photographische Wirkung ausüben. Von käuflichem Material eigneten sich am besten Chrombromsilberpapiere, z. B. „Velox" der Kodakgesellschaft (matt), bei denen das Korn möglichst nahe der Oberfläche liegt. Die Reichweite der Kanalstrahlen in Medien der Dichte 1 beträgt nach unsern Messungen für $v = 1 \cdot 10^8$ nur einige μ. Die Expositionszeit kann hierbei etwa 10 bis 50 Sek. bei geringer Stromstärke (0,3 MA.) im Entladungsraum betragen. Man erhält bei gekreuzten Magneten und mäßig starkem Wasserstoffanteil und einem Druck von 0,0005 bis 0,001 mm im Beobachtungs- und Entladungsraum ein Bild (Fig. 2, 4, 5), wie es im allgemeinen, wenn nicht besonders sorgfältig Wasserstoff ferngehalten wird, sich in Kanalstrahlröhren bei diesen Drucken zeigt. Man sieht den neu-



Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum = 0,003 mm.

tralen (n) Strahl, den dauernd positiven ($+$) Anteil, den erst positiv, dann neutralisierten ($\pm$), den dissoziiert positiven ($d+$), und wenn Quecksilberdampf zugegen war (namentlich in Fig. 2 u. 5), die negativen Anteile. Die negativen Teile wirken photographisch stärker als auf den Phosphoreszenzschirm. Die Aufnahmen sind jeder beliebigen Feinheit fähig; wir haben aber absichtlich solche gegeben, bei denen der Druck im Beobachtungs- und Entladungsraum gleich waren und der Kanal 2 mm Durchmesser hatte. Man kann die Photographien auch zur objektiven Zählung der Kanalstrahlteile, wie es Kinoshita[1]) für die α-Strahlen durchgeführt hat, verwenden. Über die Resultate soll der eine von uns a. a. O. berichten. Die Wirkung der Lichtemission der Kanalstrahlen ist bei dem Druck von 0,0005 mm bei einer Exposition von 20 Sek. kaum merklich. Man kann übrigens durch Evakuieren des Be-

1) J. Joly u. A. H. Fletcher, Phil. Mag. **19**, 630, 1910.
2) E. Riecke, Ann. d. Phys. **27**, 797, 1908.
3) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **13**, 622, 1904.
4) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 204, 1901.
5) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 385, 1907.
6) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Abhdlg. Heidelb. Akad., No. 13, Juni 1910.

1) Kinoshita, Transactions R. Soc. London, März 1910.

obachtungsraumes auf 0,00005 mm die Lichtemission praktisch vollkommen aufheben. Der „Schwellenwert" der α-Strahlen in der photographischen Wirkung gilt also für die Kanalstrahlen nicht; die Erklärung hierfür ist naheliegend.

Von Interesse sind vielleicht noch zwei Beobachtungen, die wir hierbei machten. So wie die Kanalstrahlen eine photographische Wirkung hervorbringen, so fluoresziert stets die Bromsilberschicht merklich, etwa mit $^1/_{10}$ der Stärke unseres Willemit- oder $^1/_3$ der Stärke unseres Sidotblendenschirms. Das könnte eine mit dem chemischen Reduktionsprozeß zusammenhängende Erscheinung sein, die bei der photographischen Lichtwirkung auch auftritt, aber dort aus physiologischen Gründen nicht wahrnehmbar ist. Bei zu langer Expositionsdauer erhält man eine Umkehrsolarisation, genau wie bei Überexposition im Licht; Fig. 3 zeigt eine derartige Aufnahme nach dem Original. Das ist also kein dem Licht eigentümlicher Vorgang. — Wir haben ferner an den Kanalstrahlen eine mit der Absorption parallel gehende Geschwindigkeitsabnahme gefunden, genau wie bei den α-Strahlen. Ob aber ein bestimmter „Schwellenwert" für Kanalstrahlen existiert, scheint uns sehr zweifelhaft. Die Kanalstrahlen werden bei Absorption gestreut, doch bleibt ein scharfes Energiemaximum in der Mitte.

Beachtenswert scheint uns folgendes: Bei der Fluoreszenz und der Photographie ist kein wesentlicher Unterschied zwischen der Wirkung positiver und der neutraler[1]) Teile. Vermutlich kommt es für das Eintreten dieser Vorgänge zunächst nur auf die Zufuhr großer kinetischer Energie in die Atome und Moleküle an. Nur für das Verständnis des Vorganges selbst müssen wir die Elementarquanten der Elektrizität mit und ohne wägbare Masse zu Hilfe nehmen.

1) Wir hatten in Fig. 1 ohne Wasserstoff gearbeitet und, wie man sieht, keinen merklichen positiven oder dissoziierten Anteil gehabt.

(Eingegangen 6. Juli 1910.)

Uran- und Neodymaggregate.
(Uranium and Neodymium Aggregates.)

Von W. W. Strong.

Untersuchungen über die Absorptionsspektren von Lösungen der Uranylsalze[1]) haben dargetan, daß die Absorptionsbanden verschiedener Salze in demselben Lösungsmittel oder desselben Salzes in verschiedenen Lösungsmitteln oft verschiedene Wellenlängen haben. Es hat sich ergeben, daß die Absorptionsspektren von Uransalzen dieselben Erscheinungen in ausgeprägterem Grade zeigen[1]). Im allgemeinen hat sich ergeben, daß sich bei Veränderung des Lösungsmittels die „Solvatbanden" von Uran- und Neodymsalzen nur hinsichtlich ihrer Intensität und nicht hinsichtlich ihrer Wellenlänge ändern. Wenn man andererseits das Salz durch Zusatz einer anderen Säure ändert, so findet man im allgemeinen, daß sich die Lage der Banden allmählich verschiebt. Es ist die Vermutung ausgesprochen worden[2]), daß diese Verschiebung der Banden ein Zeichen für das Vorhandensein einer Reihe von Aggregaten aus Salzen verschiedener Zusammensetzung sei. Möglicherweise beruht ein Teil der Verschiebung der Uranyl- und der Uranbanden zum Teil auf Änderungen des Intensitätsverhältnisses der Banden der unlöslichen Komponenten. Wenn sich aber eine Bande um eine Strecke vom mehrfachen Betrage ihrer Breite verschiebt, so muß man notgedrungen die Gegenwart einer Reihe ganz neuer Banden oder aber eine Verschiebung der Banden selbst annehmen. Man könnte geltend machen, daß die bei der Absorption mitspielenden Aggregate sich unter eigentümlichen Bedingungen befinden und nicht notwendig für den Durchschnitt der Salzteilchen typisch zu sein brauchen. Wir besitzen zurzeit keine Möglichkeit, dieses Problem zu beantworten.

Die Gegenwart freier Säuren oder anderer Salze hat einen sehr großen Einfluß auf die Wellenlängen der Uranyl- und der Uranbanden. Bei Gegenwart von Wasser und Salpetersäure verschieben sich die Uranyl- und die Uranbanden nach Violett hin[3]). Denselben Effekt zeigen die Phosphoreszenzspektren des Urans. Daß der Effekt auf der Gegenwart des Wassers sowie der NO_3-Gruppe beruht, lehrt der Umstand, daß wässerige Lösungen der übrigen Uransalze sämtlich Banden von größeren Wellenlängen haben als das Nitrat, und daß Lösungen des Nitrats in anderen Lösungsmitteln Banden von größeren Wellenlängen liefern als wässerige Lösungen. Die folgende Tabelle I zeigt die Wirkung der Gegenwart konzentrierter Säuren auf die Wellenlängen der Banden.

Der hypsochrome Einfluß der NO_3-Gruppe ist den wässerigen Lösungen eigentümlich. Die Banden verschiedener Salze in anderen Lösungsmitteln als Wasser sind für gewöhnlich sehr ähnlich, obschon geringe Unterschiede vor-

1) Jones u. Strong, diese Zeitschr. **10**, 499, 1909.

1) Strong, Phys. Rev. **30**, 279, 1910; Johns Hopkins Univ. Circular, Febr. 1910.

2) Jones u. Strong, Amer. Chem. Journ., März 1910, S. 224; Phil. Mag., April 1910, S. 566.

3) Strong, Phys. Rev. **29**, 555, 1909.

Tabelle I.

Einfluß freier Säuren.

Bande	Uranylnitrat in Wasser	Trockenes Uranylnitrat in HNO_3	Uranylnitratkristalle in HNO_3	Uranylsulfat in Wasser	Uranylsulfat in H_2SO_4	Uranylchlorid in Wasser	Uranylchlorid in HCl	Uranylchlorid und $AlCl_3$ in Wasser
a	4870	4850	4790	4900	4930	4920	4950	4950
b	4705	4670	4670	4740	4750	4740	4800	4790
c	4550	4520	4510	4580	4560	4560	4635	4620
d	—	4380	4370	4460	4380	4460	4480 bis 4420	4480 bis 4420
e	4310	4240	4230	4330	4240	4315	—	—
f	4155	4140	4125	4200	4100	4170	4280	4270
g	4030	4050	4000	4070	3980	4025	4050	4135
h	3905	3920	3900	3970	—	—	4015	4010
i	3815	3810	3790	3850	3870	—	—	—
j	3710	3750	3670	3740	3770	—	—	—
k	3605	—	3570	3630	3660	—	—	—
l	3515	—	—	3530	3560	—	—	—

handen sind. Ein anschauliches Beispiel hierfür liefern die Uranylbanden des Chlorids und des Nitrats in Methylalkohol (siehe Tabelle II).

Tabelle II.

Bande	Chlorid	Nitrat
a	4930	4930
b	4760	4760
c	4610	4610
d	4465	4460
e	4345	4325
f	4220	4190
g	4090	4070
h	3980	3970
i	3860	3855

Wenn man die Absorptionsspektren von Lösungen neutraler Salze, etwa des Chlorids oder des Nitrats, in Wasser photographiert, so findet man, daß eine Verschiebung der Uranylbanden aus der Chloridlage in die Nitratlage stattfindet. Diese Verschiebung hängt von dem Mengenverhältnisse ab, in dem diese Salze in der Lösung vorhanden sind. Ich werde nunmehr zwei Beispiele für die Spektrographie chemischer Reaktionen angeben.

Ich nahm nach früher beschriebenen Methoden[1]) ein Spektrogramm einer 0,08 normalen Uranylnitratlösung in Wasser auf und setzte dieser Schwefelsäure zu, so daß, mit dem Spektrogramm „1" beginnend, die Konzentration der Schwefelsäure 0,37, 0,73, 1,46, 2,92, 5,84, 10,22 normal betrug. Die folgende Tabelle III zeigt einige der dabei sich ergebenden Änderungen.

Wie man sieht, ist das Spektrum im ersten Spektrogramm praktisch das des Sulfats. Die

1) Jones u. Strong, Amer. Chem. Journ. **43**, Jan. 1910.

Tabelle III.

Bande	Spektrogramm „1"	„5"	„6"	„7"
c	4570	4570	4570	4550
d	4440	4450	4480	4550
e	4320	4340	4340	4370
f	4200	4200	4210	4225
g	4070	4070	4080	4090
h	3950	3960	3970	3970
i	3850	3850	3860	3860
j	3720	3740	3750	3760

Banden *c* und *d* sind am stärksten verschoben und bilden im letzten Spektrogramm praktisch eine einzige Bande. Bei diesen ganzen Änderungen bleibt die Intensität der Banden dieselbe. — Ein weiteres Beispiel für die Spektrographie einer chemischen Reaktion bietet der Zusatz von Essigsäure zu einer wässerigen Lösung von Uranylnitrat. Die Wirkung des Zusatzes kleiner Essigsäuremengen besteht darin, eine geringe Verschiebung der Uranylbanden nach Rot hin zu verursachen und die Banden viel schärfer werden zu lassen. Als das zwanzigfache Äquivalent an Essigsäure zugesetzt wurde, wurden die Uranylbanden schwach und waren sehr stark nach Rot hin verschoben. Die Banden *e* und *f* sind um nahezu 200 Ångströmeinheiten verschoben, während zwischen *f* und *g* eine neue Bande erscheint. Ein weiterer Zusatz von Essigsäure läßt die Uranylbanden stärker werden. Somit scheint diese letztere chemische Reaktion darzutun, daß sich zwischen Uranylnitratteilchen und Essigsäureteilchen Aggregate bilden, ehe sich irgendwelches Uranylazetat bildet.

Ich habe noch eine weitere Reihe chemischer Reaktionen untersucht. Wenn man zu Uransalzen Wasserstoffsuperoxyd hinzusetzt, so werden diese Salze allmählich zu Uranylsalzen oxydiert. Ich habe nach dieser Methode gefunden, daß die Uranylbanden, deren Serie von $\lambda =$ 5000 Å.-E. bis $\lambda = 3000$ Å.-E. geht, für die Uranylsalze charakteristisch sind. Uransalze haben in diesem Gebiet gewöhnlich nicht mehr als eine oder zwei Banden, je nach dem Lösungsmittel. Während einer derartigen Reaktion findet, wenn überhaupt eine, so nur eine geringe Verschiebung der Banden statt, und vom spektralen Standpunkt aus betrachtet, sind diese Reaktionen einfach. Diesen Oxydationsprozeß habe ich bei Uransalzlösungen in Schwefelsäure und in Salzsäure angewandt, sowie auch bei neutralen Lösungen.

Es entsteht nun die interessante Frage, ob sich der Einfluß einer Temperaturänderung als eine Änderung in der Zusammensetzung in der Lösung vorhandener Aggregate erklären läßt. Wenn dies der Fall ist, und wenn eine Tempe-

raturerhöhung einen Aggregatzerfall herbeiführt, so dürfte man erwarten, daß die Uranylnitratbanden in Salpetersäure anders verschoben werden als die Uranylsulfatbanden einer Uranylsulfatlösung in Schwefelsäure, da die durch die Gegenwart dieser Säuren hervorgerufenen Verschiebungen verschieden sind. Die Verschiebung erfolgte indessen in allen Fällen, einerlei ob die Lösung neutral war oder stark sauer, mit steigender Temperatur nach Rot hin.

Die Absorptionsbanden der meisten Neodymsalze sind praktisch identisch, doch haben wässerige Lösungen des Azetats breitere und weniger intensive Banden als die übrigen Salze. Überdies liegen die Azetatbanden 10 bis 20 Å.-E. weiter nach Rot hin als die Banden der übrigen Salze. Zusatz freier Säure beeinflußt die Neodymbanden nicht sehr stark. Zusatz einer genügenden Menge Salzsäure läßt mehrere neue Banden auftreten, bringt aber keine große Änderung an den Chloridbanden hervor. Salpetersäure läßt die Nitratbanden viel verwaschener werden und sich am langwelligen Rande verbreitern. Diese Wirkung ist von der auf die Uranylbanden sehr verschieden.

Zusatz einer kleinen Menge Salzsäure zu einer wässerigen Lösung von Neodymazetat läßt die Chloridbanden erscheinen. Ein weiterer Säurezusatz gibt Anlaß zum Auftreten einiger neuer Banden und läßt sämtliche Chloridbanden schwächer werden. In der folgenden Tabelle IV

Tabelle IV.

Neodymbanden.

3485	3465	3465 (stark)	
3530	3510	3510	Die ganze Gruppe
3560	3540	3540 (stark)	ist sehr schwach
—	3560	3560	und verwaschen.
—	—	3580	
			4285 (schwach)
4297	4285	4285	5305 (schwach)
			5350 (schwach)
	4710	4710	
—	4775	4775	—
	4845	4845	
5140	5110		
	5140	—	—
5260	5225	5230 (stark)	5230 (schwach)
	5245	5245 (stark)	5245 (schwach)
	5235		
5760	5740	5740	
	5760	5760	5750
	5780	5780	5785
5810	5795	5810	5815
	5815		
5850	5830	—	—
	5865		
	5870		
	5895		
—	5910	—	5900
			5930

enthält die erste Spalte das Spektrum des neutralen Azetats. Die zweite Spalte enthält das Spektrum derselben Lösung nach Zusatz eines Tropfens Salzsäure. Die folgenden Spalten zeigen die Wirkung weiterer Zusätze von Salzsäure.

Beim Übergang des Azetats in das Nitrat oder das Chlorid findet nur eine sehr geringe Verschiebung der Neodymbanden statt.

Für die Neodymsalze hat Anderson das Vorhandensein eines bestimmten Alkoholspektrums und eines bestimmten Wasserspektrums nachgewiesen. Geht man von einer 0,5 normalen Lösung von Neodymchlorid in einer Lösung von 8 Proz. Wasser und 92 Proz. Alkohol aus, so findet man, daß die Wasserbanden und die Alkoholbanden ungefähr die gleiche Intensität haben. In einer 0,05 normalen Lösung sind die Wasserbanden viel stärker als die Alkoholbanden. Das Beersche Gesetz versagt in diesem Falle vollkommen.

Über den Einfluß einer Temperaturerhöhung auf Neodymsalze in gemischten Lösungsmitteln habe ich viel gearbeitet. Hier hat sich ergeben, daß bei Steigerung der Temperatur die Alkoholbanden gegenüber den Wasserbanden sehr stark an Intensität zunehmen. (Der dabei benutzte Trog besteht aus Stahl mit einem Goldüberzug und ist so gebaut, daß er hohe Drucke bis zu 300 Atmosphären auszuhalten vermag. Ein Spektrogramm zeigte Andeutungen einer geringen Verschiebung nach Rot hin bei einem Druck von 175 Atmosphären. Die Arbeiten über diesen Effekt werden fortgesetzt.)

Zusammenfassung.

1. Ich habe eine erhebliche Menge Material gewonnen, aus dem hervorgeht, daß die Solvatbanden ganz charakteristisch sind und nebeneinander bestehen können. Das bedeutet vielleicht, daß die Moleküle des Solvates eine Atmosphäre dicht um die absorbierenden Atome bilden. Diese Atmosphäre kann so beträchtlich sein, daß Veränderungen auf ihrer Außenseite wenig Einfluß auf die Absorptionsbanden haben.

2. In manchen Fällen bilden sich Aggregate aus Säure und einem Salze, ehe sich das Salz in das der zugesetzten Säure entsprechende Salz umwandelt.

3. Die Umwandlung mancher Salze in andere erfolgt über die Bildung einer oder mehrerer Übergangsverbindungen.

4. Die Absorptionsspektren von Uranverbindungen enthalten keinerlei den Uranylbanden ähnliche Banden.

5. Die Verschiebung der Uranylbanden mit der Temperatur hat keinerlei Ähnlichkeit mit den Verschiebungen, deren Auftreten man er-

warten sollte, falls komplexe Aggregate zerstört würden.

6. Die „Wasserbanden" und die „Alkoholbanden" des Neodyms gehorchen dem Beerschen Gesetz nicht und werden durch Temperaturänderung nicht in derselben Weise beeinflußt.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. Juni 1910.)

Nachtrag zu meiner Notiz „Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts".

Von K. Abels.

Der von A. Righi[1]) im Jahre 1883 angestellte Versuch zum Beweise der Lichtschwebungen wurde aufgenommen, als wäre damit diese Erscheinung zum erstenmal experimentell nachgewiesen. Wie ich in der oben genannten Notiz[2]) zeigte, kann man die zahlreichen und gut bekannten Fälle der Bewegung der Interferenzstreifen als Lichtschwebungen (unter Zuhilfenahme des Dopplersatzes) auffassen. Es sind also zwei Deutungen für eine derartige Erscheinung möglich. Die eine (die übliche) geht von der Phasendifferenz der interferierenden Strahlen aus; wir wollen sie im nachstehenden der Kürze halber die „statische" nennen. Die andere (die kinematische) führt die Erscheinung auf die Änderung der Periodenzahlen der Strahlen zurück. Nun gilt das gleiche auch von Righis Lichtschwebungen. Nur war hier umgekehrt die kinematische Erklärung die übliche. Es ist aber nicht schwer, auch die fehlende statische zu geben.

Ich will hier kurz Righis Versuch in Erinnerung bringen.

Der aus dem Spalte S (Fig. 1) kommende Strahl durchläuft den Nicol P, reflektiert an den Fresnelschen Spiegeln und gibt die zwei

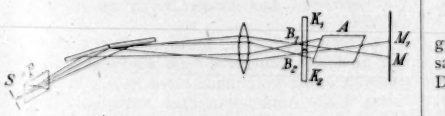


Fig. 1.

Spaltbilder B_1 und B_2. Hinter jedes Abbild B_1 und B_2 wird je ein $^1/_4\,\lambda$-Plättchen k_1 und k_2 gestellt, deren Hauptebenen zueinander senkrecht und mit der vertikalen einen Winkel von 45^0 bilden (Bravaissche Platte). Ehe die aus k_1 und k_2 kommenden Strahlen sich bei M treffen und dort Interferenzen hervorrufen, durchlaufen sie noch den Nicol A, dessen Schwingungsebene vertikal ist (und den wir uns an Stelle des von Righi angegebenen doppelbrechenden Prismas denken, um nicht mit den beiden gleichwertigen Interferenzbildern zu tun zu haben). Rotiert der Polarisator $n$mal in der Sekunde, so schwankt die Lichtstärke in einem Punkte des Schirmes $2n\,\frac{\text{mal}}{\text{sec}}$.

Righis (kinematische) Deutung der Erscheinung besteht nun darin, daß er den $n$mal in der Sekunde rotierenden planpolarisierten Strahl auffaßt als zusammengesetzt aus zwei zirkularpolarisierten mit den Periodenzahlen $N+n$ und $N-n$. Aus B_1 und B_2 kommen also je zwei Strahlen. Von diesen vier Strahlen werden zwei durch die Bravaissche Platte linearpolarisiert und zwar mit horizontaler Schwingungsrichtung, sie werden im Nicol A unterdrückt. Die zwei übrigen mit den Schwingungszahlen $N+n$ und $N-n$ gehen durch den Analysator durch. Infolge der Interferenz dieser Strahlen entstehen Schwebungen. Die Zahl der Schwebungen ist:

$$N+n-(N-n)=2n\,.$$

Nun gehen wir zu der statischen Deutung über. Wir wollen zeigen, daß die Phasendifferenz der interferierenden Strahlen, also auch die Beleuchtung in einem Punkte des Schirmes M, von der Lage der Schwingungsebene des Polarisators abhängt. In der Fig. 2 sei U die Schwingungsebene des Polarisators, T die des Analysators, E und O die Hauptebenen der Platte k_1. Der auf k_1 fallende, nach U polarisierte Strahl

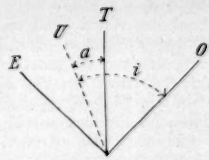


Fig. 2.

$$A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$$

ergibt nach O und E die Komponenten:

$$A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\cos i$$

und

$$A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\sin i\,.$$

1) A. Righi, Journ. d. Phys. (2) **2**, 437, 1883. Siehe auch Müller-Pouillet, 10. A., Bd. II, 3, S. 978; Winkelmann, Handbuch d. Physik, 2. Aufl., **6**, 919.

2) Diese Zeitschr. **11**, 503, 1910.

Zum Schirm gelangt ein aus den Komponenten nach T

$$\left.\begin{aligned} A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x+y}{\lambda}-\frac{h}{v_1 T}\right)\cos i\cos(i-\alpha)\\ A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x+y}{\lambda}-\frac{h}{v_2 T}\right)\sin i\,\sin(i-\alpha)\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

zusammengesetzter Strahl. Es bedeutet hier: y den Weg von der Platte k_1 bis zum Schirm, h die Dicke der Platte, v_1 und v_2 die Geschwindigkeiten der Strahlen in der Platte. Da $i-\alpha=45^0$, so ist $A\cos(i-\alpha)=A\sin(i-\alpha)=B$. Setzen wir noch:

$$2\pi\left(\frac{x+y}{\lambda}+\frac{h}{v_1 T}\right)=\delta_1;$$
$$2\pi\left(\frac{x+y}{\lambda}+\frac{h}{v_2 T}\right)=\delta_2.$$

Nun ist $\delta_2=\delta_1+\frac{\pi}{2}$, da wir eine $^1/_4\,\lambda$-Platte haben, und wir erhalten statt (1)

$$B\cos\left(2\pi\frac{t}{T}-\delta_1\right)\cos i$$

und

$$B\cos\left(2\pi\frac{t}{T}-\delta_1-\frac{\pi}{2}\right)\sin i.$$

Die Phase des aus diesen Komponenten zusammengesetzten Strahles berechnet sich nach der bekannten Formel aus:

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{B(-\cos i\sin\delta_1-\sin i\cos\delta_1)}{B(\cos i\cos\delta_1-\sin i\sin\delta_1)}=$$
$$=-\frac{\sin(i+\delta_1)}{\cos(i+\delta_1)}=-\operatorname{tg}(i+\delta_1).$$

Also, abgesehen vom Vorzeichen:

$$\beta=i+\delta_1.$$

β ist eine Funktion von i, und zwar sind die Änderungen dieser Größen einander gleich. Macht der Polarisator eine ganze Umdrehung, so ändert sich die Phase des aus B_1 kommenden Strahles um 2π. Diese Phasenänderung einer der interferierenden Strahlen würde n Schwankungen der Lichtstärke hervorrufen, wenn der Polarisator $n\,\frac{\text{mal}}{\text{sec}}$ rotiert. Da aber auch der andere, aus B_2 kommende Strahl bei der Drehung des Polarisators seine Phase ändert, und zwar im entgegengesetzten Sinne, so erhalten wir nicht n, sondern $2n$ Schwebungen. Righis Versuch läßt sich also erklären, ohne die Lichtschwebungen heranzuziehen.

Als ein experimenteller Nachweis der Lichtschwebungen hat also der sinnreiche Versuch Righis nicht den geringsten Vorzug gegenüber den vielen anderen Anordnungen, bei denen eine Bewegung der Interferenzstreifen stattfinden kann.

Noch eine Bemerkung will ich hinzufügen. Der Dopplersatz gilt ja auch für den Fall, daß nicht die Lichtquelle, sondern der Beobachter sich bewegt. Auch für diesen Fall kann man den Dopplereffekt mittels Lichtschwebungen beobachten, die hier die Rolle eines Spektroskops von fast unbegrenzt hohem Auflösungsvermögen spielen. Man braucht dazu nur das Auge (oder den Schirm) so zu bewegen, daß es von einem Interferenzstreifen zum andern übergeht. Die Schwankungen der Beleuchtung im Auge sind nichts anderes als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts[1]). Auch hier zeigt eine elementare Rechnung, daß beide Deutungen, die kinematische und die statische, zu demselben Resultat führen. Es ist dies auch von vornherein einleuchtend, denn eine jede periodisch wechselnde Beleuchtung eines Punktes, wie sie auch entstanden sein mag, kann man auffassen als ein Resultat des Zusammenwirkens zweier Strahlen entweder ungleicher Periode oder gleicher Periode, aber mit veränderlicher Phasendifferenz.

1) Auf diesen Fall machte mich Herr V. Gabritschewski aufmerksam.

Nowotscherkassk (Süd-Rußland), Juni 1910.

(Eingegangen 9. Juli 1910.)

Ein neues Filter für Wärmestrahlen. (A New Filter for Heat Rays.)

Von R. A. Houstoun und J. Logie.

Im Laboratorium ist es häufig notwendig, das Licht von der seitens einer Strahlungsquelle ausgestrahlten dunklen Wärme zu trennen. Zu diesem Zwecke benutzt man Glaströge, die mit Wasser oder mit einer Alaunlösung gefüllt sind. Diese Flüssigkeiten lassen aber beide eine merkliche Menge dunkler Wärme hindurch, und es ist nachgewiesen worden[1]), daß Alaunlösungen, trotz der weitverbreiteten gegenteiligen Meinung, Wärmestrahlen keineswegs besser absorbieren als Wasser.

Rußner[2]) empfiehlt für diesen Zweck wässerige Lösungen von Ferro-Ammoniumsulfat. Er teilt aber keine bestimmten Messungen mit. Wir haben Ferro-Ammoniumsulfat untersucht und finden es entschieden besser als Wasser, und wir glauben, daß die folgenden Zahlen von Interesse sein werden.

Wir stellten eine Lösung her, die 12,56 g Ferro-Ammoniumsulfat auf das Liter enthielt,

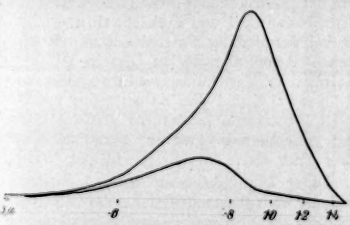
1) Melloni, Thermochrose, S. 165; Ernest F. Nichols, Phys. Rev. 1, 1.
2) Rußner, diese Zeitschr. 8, 120, 1907.

und füllten damit einen Glastrog von 3 cm lichter Weite. Bei der Untersuchung auf der Photometerbank ließ der Trog von dem Lichte einer Glühlampe 75 v. H. hindurch; ein ähnlicher mit Wasser gefüllter Trog ließ 90 v. H. hindurch. Wir ließen dann die Strahlung der Glühlampe auf eine Thermosäule fallen und verzeichneten den Ausschlag. Darauf verzeichneten wir die Ausschläge, wenn nacheinander die Tröge mit der Lösung und mit dem Wasser vor die Thermosäule gestellt waren, und fanden, daß Wasser und Ferro-Ammoniumsulfat 11 v. H. bzw. 5,1 v. H. der Gesamtstrahlung hindurchließen.

Schließlich ermittelten wir das Verhältnis zwischen der von dem Troge mit Ferro-Ammoniumsulfat hindurchgelassenen Energie und der von dem Troge mit Wasser hindurchgelassenen für verschiedene Wellenlängen mit Hilfe eines Spektrophotometers und eines Spektroskops in Verbindung mit einer linearen Thermosäule und einem Panzergalvanometer. Die Ergebnisse sind in nachstehender Tabelle enthalten:

λ in $\mu\mu$	Intensitätsverhältnis in Prozenten
499	68,3
529	65,0
582	77,1
624	70,2
694	55,2
739	44,7
797	24,0
899	9,4
1070	7,4

Die Wirkung des Zusatzes von Ferro-Ammoniumsulfat im vorliegenden Falle geht deutlich aus der beigefügten Figur hervor. Die beiden



Kurven stellen die prismatischen Energiekurven eines Nernstkörpers bei Aufnahme durch den Trog mit Wasser bzw. durch den Trog mit Ferro-Ammoniumsulfat hindurch dar. Die Ordinaten stellen natürlich Galvanometerausschläge dar und sind in demselben Maßstabe gezeichnet.

Die Lösung ist für gewöhnlich gleich nach der Bereitung ein wenig wolkig infolge der Anwesenheit von Eisenoxyd; die Wölkchen lassen sich aber durch Filtrieren oder durch Zusatz von ein paar Tropfen Schwefelsäure beseitigen; die Lösung hat dann eine schwach grüne Farbe. Möglicherweise würde bei einer Schichtdicke von 3 cm eine etwas schwächere Lösung als die vorstehend genannte bessere Ergebnisse liefern.

Physikalisches Institut der Universität Glasgow, 27. Juni 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. Juli 1910.)

Nochmals die Wärmeleitung der Metalle durch innere Strahlung.

Von Max Reinganum.

Im letzten Jahre[1]) leitete ich ab, daß diejenige „Wärmeleitung", welche auf der gegenseitigen Zustrahlung der Volumelemente beruht, für die Erklärung des Wärmeleitvermögens der Metalle nicht in Betracht kommen kann. Dabei wurde eine nicht sicher bewiesene und als solche hervorgehobene Annahme gemacht, daß nämlich auch in stark absorbierenden Medien die Strahlungsintensität im Verhältnis n^2 des Brechungsexponenten gegenüber dem Vakuum vergrößert sei. Dieser Satz wurde aber noch „als vorläufig und als wichtiges zu lösendes Problem" hingestellt und nur deshalb angenommen, da sich zeigte, daß „auch eine beträchtliche Nichterfüllung des Satzes an unserem (oben genannten) Resultat nichts ändern würde".

Bald darauf erschien eine Abhandlung von Herrn Jeans[2]), in der abgeleitet wurde, daß die Energiedichte in einem Metalle für Schwingungsfrequenzen, bei denen die Maxwellschen Gleichungen gelten, im Verhältnis n^3 vergrößert sei. Daraus folgt aber für die Strahlungsintensität, daß diese, wie ich vorausgesetzt hatte, im Verhältnis n^2 vergrößert ist. Ich wies daher in einer kurzen Mitteilung[3]) darauf hin, daß die Unsicherheit, die in meiner Abhandlung noch möglich war, nun nicht mehr vorhanden sei.

Herr M. Laue hatte nun die große Freundlichkeit, mich darauf aufmerksam zu machen, daß die Ableitung von Herrn Jeans nicht fehlerfrei ist, daß insbesondere seine Geschwindigkeit V_2 keine Körperkonstante, sondern eine Funktion des in der Ableitung vorkommenden Einfallswinkels ϑ_1 ist (s. Jeans, l. c.). Herr Laue hat unterdessen selbst eine

1) Diese Zeitschr. 10, 355, 1909.
2) J. H. Jeans, Phil. Mag. (6) 17, 781—784, 1909.
3) Diese Zeitschr. 10, 645, 1909.

Ableitung der Strahlungsintensität in einem beliebig stark absorbierenden Medium gegeben[1]), die man wohl als einwandsfrei betrachten kann. Sein Resultat ist: die Strahlungsintensität ist vergrößert im Verhältnis

$$n^2(1+\varkappa^2),$$

wo $\varkappa$ der Absorptionsindex des betreffenden Mediums ist.

Machen wir die Anwendung auf Metalle, für welche die Maxwellschen Gleichungen gelten. Für dieselben ist bekanntlich[2])

$$n = k,$$

wo k den Absorptionskoeffizienten bedeutet. Dieser hängt aber mit dem Absorptionsindex durch die Gleichung zusammen

$$\varkappa = \frac{k}{n}.$$

Die Strahlungsintensität im Metall ist daher gegenüber dem Vakuum größer im Verhältnis:

$$n^2\left(1+\frac{k^2}{n^2}\right) = 2n^2,$$

d. h. sie ist die doppelte, als in einem Medium, dessen Absorption man vernachlässigen kann.

Die von mir gegebene Ableitung der Wärmeleitung durch Strahlung und insbesondere die ausgeführten Integrationen bleiben daher erhalten, es ist für das Wärmeleitvermögen durch Strahlung jedoch der doppelte Wert als der frühere zu nehmen. Da aber der einfache Wert z. B. bei Silber nur 0,00015 Proz. der gesamten Wärmeleitung beträgt, so ändert auch die aus dem Resultat von Herrn Laue folgende „beträchtliche Nichterfüllung" des zugrunde gelegten Satzes nichts an dem Ergebnis, daß die Wärmeleitung durch innere Strahlung für die guten Leiter zu vernachlässigen ist.

1) M. Laue, Die Wärmestrahlung in absorbierenden Körpern. Ann. d. Phys. **32**, 1085, 1910.

2) Siehe z. B. Drude, Physik des Äthers, S. 575, Stuttgart 1894; M. Abraham u. A. Föppl, Theorie der Elektrizität I, 3. Aufl., S. 335, Leipzig 1907.

(Eingegangen 30. April 1910.)

Ein Beitrag zur astronomischen Ortsbestimmung im Ballon.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von O. Voigt.

Neuere Methoden der astronomischen Ortsbestimmung im Ballon zielen darauf hin, die Verwendung der Standlinien, die in der Schiffahrt allgemein üblich ist, den aeronautischen Zwecken anzupassen und dienstbar zu machen. Je nach der Art der Kartenprojektion ist der Verlauf dieser Kurven über größeren Gebieten naturgemäß verschieden. Besonders einfach werden Konstruktion und Orientierung der Standlinien auf einer Karte bei Anwendung der von Herrn Brill[1]) in Vorschlag gebrachten zenitalen mittelabstandstreuen Azimutalprojektion. Bei deren Verwendung kann man unter Zugrundelegung eines Kartendurchmessers von 10°, ohne die Fehlergrenze unter eine Bogenminute herabzusetzen, die Standlinien orthographisch projizieren und dabei doch der mittelabstandstreuen Projektion insofern gerecht werden, als man die Standlinien in Abständen zeichnet, die den Gestirnshöhen direkt proportional sind. Die einer bestimmten Höhe entsprechende Standlinie zeigt in orthographischer Projektion je nach ihrer Lage zur Karte zwar verschiedenes Aussehen, die Unterschiede sind indessen so gering, daß man innerhalb der Genauigkeitsgrenze den Standlinien einen mittleren typischen Verlauf geben kann und zwar zweckmäßig den, der der Kartenmitte entspricht. Die Standlinien sind in diesem Falle Ellipsenbögen. Die Exzentrizität der Ellipsen ist proportional dem Quadrat des Kosinus der Gestirnshöhe.

Ohne die Genauigkeit der Methode wesentlich zu vermindern, kann man die Ellipsenbögen durch Kreisbögen ersetzen, deren Radien proportional der Kotangente der Höhe sind.

Der besondere Vorteil der zenitalen mittelabstandstreuen Azimutalprojektion als Kartenprojektion besteht darin, daß sie eine äußerst bequeme Orientierung der Standlinien über einem beschränkten Gebiete in relativ großem Maßstabe ermöglicht. Während die Orientierung der Standlinien bei andern Methoden (z. B. auf der Kohlschütterschen Meßkarte) durch Stundenwinkel und Deklination erfolgt, ist sie bei Verwendung der zenitalen mittelabstandstreuen Azimutalprojektion durch Höhe und Azimut im Kartenmittelpunkt gegeben.

Das auf Grund dieser Überlegung von Herrn Brill konstruierte Instrument löst das Problem der Orientierung zweier Standliniensysteme über einer Karte in sehr geschickter Weise.

Unter Zugrundelegung einer Landkarte in zenitaler mittelabstandstreuer Azimutalprojektion gelangte der Verfasser zu der Konstruktion eines Instruments, das seines Erachtens gegenüber Methoden, die zur Auswertung astronomischer Positionsbestimmungen transparente Folien verwenden, gewisse Vorteile bietet.

Auf der genannten Karte, die in der üblichen

1) Dr. A. Brill, Ein Verfahren zur Auswertung astronomischer Positionsbestimmungen. Illustrierte Aeronautische Mitteilungen 1909, S. 988.

Kartentechnik hergestellt ist, werden mittels eines auf Bögen von verschieden großem Krümmungsradius einstellbaren Kurvenlineals, das gerade den durch die Art der Kartenprojektion bedingten Verlauf der Kurven liefert, Standlinien eingezeichnet. Der Schnittpunkt zweier Standlinien liefert den jeweils gesuchten Erdort.

Die Einzelheiten der Konstruktion gehen aus der folgenden Beschreibung des Instruments hervor.

In der Mitte des Instruments liegt auf einer Grundplatte eine leicht auswechselbare Landkarte in der vorerwähnten Projektion. Die Karte schließt kreisförmig nach außen hin ab. An der Peripherie des Randkreises befindet sich eine Kreisteilung, die, im Südpunkte der Karte beginnend, im Sinne des Uhrzeigers fortschreitet (in Fig. 1 ist lediglich das Gradnetz skizziert, die Kreisteilung ist nur in großen Intervallen angedeutet). Die Karte ist im Sinne des Pfeiles $S \leftarrow\!\!\rightarrow N$ um das Projektionszentrum (den Kartenmittelpunkt) C drehbar, so daß jeder Punkt der Kreisteilung einer bei M_a angebrachten festen Marke gegenübergestellt werden kann. Auf diese Weise lassen sich Azimute einstellen. Dicht über der Karte läßt sich ein Kurvenlineal im Sinne der Pfeile $R \leftarrow\!\!\rightarrow L$ hin- und herführen. Dadurch ist es ermöglicht, die obere Kante des Lineals über jeden Punkt einer Skala zu bringen, die auf der Karte aufgezeichnet ist, und deren gleichmäßige Intervalle Gestirnshöhendifferenzen zwischen dem gesuchten Erdort und der Kartenmitte angeben (in Fig. 1 ist eine Höhendifferenz

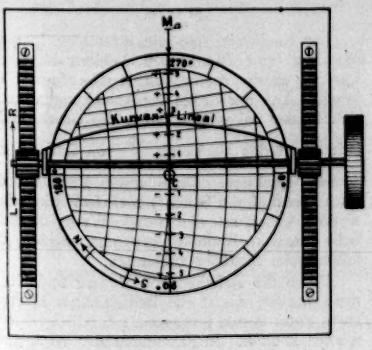


Fig. 1.

von $+2^1/_2{}^0$ eingestellt). Um Verschwenkungen zu vermeiden, erfolgt die Führung des Lineals zwangsläufig mittels Zahnstange und Trieb.

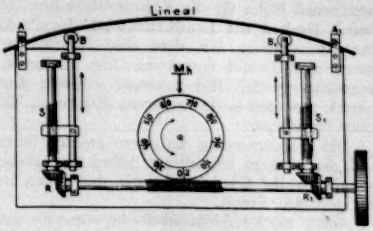


Fig. 2.

Das in Fig. 2 in etwas größerem Maßstabe skizzierte Kurvenlineal besteht aus einem schmalen Stahlbande, das, durch Rollen an den festen Punkten A und A_1 gestützt, in geeigneter Weise mittels zweier Schrauben S und S_1 gespannt werden kann und sich je nach dem Grade der Spannung zu Kreisbögen von verschiedenem Radius durchbiegt. Die Übertragung der im Sinne der Pfeile hin- und hergehenden Bewegung der Schraubenmutter auf das Stahlband erfolgt mittels zweier Schubstangen, die bei B und B_1 mit Rollen versehen sind, um die Reibung am Lineal zu vermindern. Beide Schrauben S und S_1 werden von einer Welle aus mittels Kegelrädern R und R_1 gleichmäßig gedreht. Diese Welle bewegt gleichzeitig ein Schneckenrad, das eine Kreisteilung trägt, die auf diese Weise an der festen Marke M_h vorbeiwandert. Es ist ein leichtes, diese Teilung empirisch so einzurichten, daß man an ihr den einem eingestellten Bogen des Lineals entsprechenden Krümmungsradius ablesen kann. Die Kreisteilung erfolgt im vorliegenden Falle im Interesse der Bequemlichkeit nach einem andern Gesichtspunkte, nämlich derart, daß die Teilstriche der Skala direkt die Gestirnshöhe angeben, denen das jeweils eingestellte Bogenstück infolge seiner Krümmung als Standlinie zugeordnet ist.

Unter Zuhilfenahme des beschriebenen Instruments gestaltet sich die Ausführung einer Ortsbestimmung folgendermaßen: Man mißt mit Sextant oder Libellenquadrant eine Gestirnshöhe. Aus einer für den gemessenen Stern gültigen einfachen Tabelle entnimmt man mit dem Argument der Sternzeit zwei Werte: Höhe und Azimut, unter denen der Stern zur Zeit der Messung im Kartenmittelpunkt erscheint. Diese Größen bedingen die Einstellung des Instruments. Das Kurvenlineal wird bei M_h auf die der gemessenen Höhe entsprechende Krümmung eingestellt und auf den Punkt der Höhendifferenzskala gebracht, der der Differenz zwischen der gemessenen Höhe und der der Tabelle ent-

nommenen Höhe für die Kartenmitte entspricht. Durch Drehen der Landkarte wird der Punkt der Kreisteilung, der dem der Tabelle entnommenen Azimut entspricht, der Marke M_a gegenübergestellt. Die nunmehr entlang dem Lineal auf der Karte gezogene Kurve ist die erste Standlinie.

Die Höhenmessung an einem zweiten Stern und die analoge Einstellung liefert eine zweite Standlinie; ihr Schnittpunkt mit der ersten ist der gesuchte Erdort.

Anlaß zur Konstruktion des im vorstehenden beschriebenen Instruments gaben gewisse Mängel, die Apparaten anhaften, bei denen über einer Karte transparente Standliniensysteme orientiert werden. Die Mängel dieser Verfahren bestehen darin, daß bei der erforderlichen Genauigkeit der Auswertung die Standlinien für geringe Höhendifferenzen (also dicht nebeneinander) auf der transparenten Folie eingetragen sein müssen. Mit der Dichte des Liniensystems nimmt aber die Unübersichtlichkeit stark zu. Außerdem setzt die Verwendung transparenter Karten sehr gute Beleuchtung voraus, einen Faktor, dem im Falle der astronomischen Ortsbestimmung im Ballon schwer Rechnung zu tragen ist. Im Gegensatz dazu werden bei dem oben beschriebenen Instrument nur die zwei zu einer Ortsbestimmung jeweils erforderlichen Standlinien gezogen; zur Beobachtung in der Aufsicht genügt ferner eine wesentlich schwächere Beleuchtung, als sie zum Ablesen in der Durchsicht erforderlich ist.

Die Verwendung des Instruments ist nicht auf die Luftschiffahrt beschränkt; die mittlere Genauigkeit der Auswertung ist, ohne die genäherte Kenntnis des gesuchten Ortes (den gegißten Ort) vorauszusetzen, derart, daß sie auch den Anforderungen entspricht, die der Seemann bei Ortsbestimmungen verlangt.

Zur Ortsbestimmung im Ballon ist das Instrument besonders auch deshalb geeignet, weil es sehr handlich und kompendiös gebaut ist.

Es ist mir zum Schluß eine angenehme Pflicht, Herrn Professor Wachsmuth für die freundliche Überlassung der Hilfskräfte und der Mittel des Instituts für die erste Ausführung des Instruments verbindlichst zu danken.

Frankfurt a. M., Physikal. Institut, Juni 1910.

(Eingegangen 4. Juli 1910.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Neuere Forschungen über die α-Strahlen.

Von H. Geiger.

§ 1. Anfangsgeschwindigkeit und Verhältnis von Ladung zu Masse. — § 2. Zahl der von Radium ausgesandten α-Teilchen; zeitliche Schwankungen der Strahlung. — § 3. Ladung des α-Teilchens. — § 4. Das α-Teilchen als Heliumatom. — § 5. Absorption in Gasen; Reichweite. — § 6. Ionisierungsvermögen. — § 7. Gesamtzahl der von einem α-Teilchen erzeugten Ionen. — § 8. Absorption in festen Körpern. — § 9. Geschwindigkeitsverlust beim Durchgang durch Materie. — § 10. Zerstreuung und diffuse Reflexion; Sekundärstrahlen. — § 11. Phosphoreszenzerscheinungen. — § 12. Photographische Wirksamkeit. — § 13. Zahl der beim Zerfall eines Atoms ausgesandten α-Teilchen.

Auf Veranlassung des Herrn Schriftleiters dieser Zeitschrift soll im folgenden über den gegenwärtigen Stand der Forschung über die α-Strahlen berichtet werden. Dieses Gebiet hat bereits früher durch Ewers[1]) eine zusammenhängende Darstellung erfahren; in den letzten Jahren ist jedoch unsere Kenntnis von den α-Strahlen durch zahlreiche Arbeiten wesentlich erweitert worden und manche der damals noch strittigen Fragen können heute als gelöst betrachtet werden.

Der folgende Bericht beschränkt sich im wesentlichen auf eine Besprechung der neueren Arbeiten, auf die ältere Literatur konnte im allgemeinen nur kürzer eingegangen werden.

1) P. Ewers, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **4**, 78, 1907.

§ 1. Anfangsgeschwindigkeit der α-Strahlen und das Verhältnis von Ladung zu Masse.

Der Nachweis, daß die α-Strahlen in magnetischen und elektrischen Feldern abgelenkt werden, wurde zuerst von Rutherford[1]) erbracht. Aus der Größe der Ablenkungen ließen sich in der bekannten Weise die Geschwindigkeit v und das Verhältnis $\frac{e}{m}$ von Ladung zur Masse berechnen. Diese ersten Versuche, die auch von anderen Seiten[2]) mehrfach wiederholt wurden, gaben nur annähernde Werte, da dicke Schichten von Radium verwendet wurden, die inhomogene Strahlen aussenden.

Durch die Arbeiten von Bragg und Kleeman wurden zuerst die Bedingungen klar gestellt, unter denen homogene α-Strahlen erhalten werden können. In Erkenntnis der Wichtigkeit homogener Strahlen für genaue Messungen ver-

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **5**, 177, 1903.
2) H. Becquerel, C. R. **136**, 199, 431, 977, 1517, 1903 und **137**, 629, 1903; Th. Des Coudres, diese Zeitschr. **4**, 483, 1903.

wendete Rutherford[1]) in einer späteren Arbeit als Strahlenquelle einen Draht, der mit dem Niederschlage von Radium-Emanation aktiviert war. Die α-Strahlung eines solchen Drahtes ist nach Ablauf von etwa 15 Minuten nach Entfernung der Emanation homogen und besteht ausschließlich aus den von *RaC* herrührenden Strahlen. Der Draht war in einem luftleeren Gefäß parallel zu einem engen Spalt montiert. Die von dem Draht ausgehenden α-Teilchen riefen ein schmales Spaltbild auf einer photographischen Platte hervor. Je nach der Richtung des magnetischen Feldes wurde eine Verschiebung des Spaltbildes in dem einen oder andern Sinne erhalten. Es wurden Aufnahmen für beide Feldrichtungen auf derselben Platte gemacht. Der Abstand zwischen den beiden scharfbegrenzten Spaltbildern ließ sich genau messen; er war von der Größenordnung von 1—2 mm.

Die magnetische Ablenkung ergab in Verbindung mit der elektrostatischen, die nach einer ähnlichen Methode[2]) bestimmt wurde, die folgenden Werte für v und $\frac{e}{m}$ für die α-Strahlen von Radium *C*

$$v = 2{,}06 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

$$\frac{e}{m} = 5{,}07 \times 10^3 \text{ E.M.E.}$$

Schwieriger gestalteten sich die Messungen für die α-Strahlen anderen Ursprungs. Die Genauigkeit der Versuche litt vor allem unter der Schwierigkeit dünne, wenig absorbierende Schichten der aktiven Substanz herzustellen. Von Rutherford und Rutherford und Hahn[3]) wurden die α-Strahlen von *Ra*, *RaA*, *RaC*, *RaF*, *Act B*, *Th B* und *ThC* untersucht. Es zeigte sich, daß innerhalb der Versuchsfehlergrenze die von den untersuchten Produkten ausgesandten α-Strahlen dieselbe Masse besitzen als die *RaC* α-Teilchen. Der einzige Unterschied zwischen den α-Strahlen verschiedenen Ursprungs besteht darin, daß die Geschwindigkeit, mit der das α-Teilchen von der Muttersubstanz ausgeschleudert wird, für verschiedene Substanzen verschieden ist (vergl. hierzu § 5 und § 9).

Der numerische Wert von $\frac{e}{m}$ des α-Teilchens ist etwa halb so groß als derjenige des Wasserstoffions. Bekanntlich hat das darin seine Erklärung gefunden, daß das α-Teilchen ein Heliumatom ist, das eine doppelte Ionenladung mit sich führt. Die experimentellen Grundlagen hierfür werden in § 3 und 4 besprochen.

§ 2. Zahl der von Radium ausgesandten α-Teilchen. — Zeitliche Schwankungen der Strahlung.

Aus der Ladung, welche die α-Teilchen eines dünnen Radiumfilms mit sich führen, hat Rutherford[1]) zuerst die Zahl der ausgesandten α-Teilchen berechnet. 0,48 mgr Radiumbromid, die auf einer Fläche von 20 qcm ausgebreitet waren, gaben im Vakuum bei geeigneten Maßregeln zur Ausschaltung der Sekundär- und β-Strahlung eine positive Ladung, die einem Strom von $8{,}8 \times 10^{-13}$ Ampere entsprach. Unter der Annahme, daß die Ladung eines α-Teilchens ebenso groß wie die eines einwertigen Ions ist, berechnete Rutherford die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium im Zustande der Minimalaktivität ausgesandten α-Teilchen zu $6{,}2 \times 10^{10}$. Später verstärkte sich jedoch die Vermutung, daß das α-Teilchen ein Heliumatom sei, mehr und mehr und man war, um den Wert $\frac{e}{m}$ in Einklang mit dieser Vorstellung zu bringen, zu der Annahme genötigt[2]), daß ein α-Teilchen eine Ladung doppelt so groß, wie die eines einwertigen Ions mit sich führt. Unter dieser Voraussetzung ergab sich für die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium selbst ausgesandten α-Teilchen $3{,}1 \times 10^{10}$.

Die Unsicherheit in der Zahl der α-Teilchen, die durch die Unkenntnis der Ladung des α-Teilchens bedingt war, wurde durch eine Arbeit von Rutherford und Geiger[3]) behoben, in der nach einer elektrischen Methode die vom Radium ausgesandten α-Teilchen direkt gezählt wurden. Die Methode, die den Zählversuchen zugrunde lag, bestand im wesentlichen darin, daß der an und für sich schwache Ionisationseffekt eines α-Teilchens automatisch durch Ionenstoß beträchtlich vergrößert wurde. Die Versuche selbst sind eingehend in dieser Zeitschrift beschrieben worden, es mögen daher hier nur die folgenden wesentlichsten Punkte der Versuchsanordnung hervorgehoben werden. Ein äußerst kleiner, aber genau bestimmbarer Bruchteil aller von der Strahlenquelle (Radium *C*) ausgehenden α-Teilchen trat durch ein Glimmer-

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 163, 1905 und **12**, 134, 1906; vgl. auch H. Becquerel, diese Zeitschr. **7**, 177, 1906.
2) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 348, 1906.
3) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 348, 1906; E. Rutherford u. O. Hahn, Phil. Mag. **12**, 371, 1906; vgl. auch die Messungen für Polonium von A. S. Mackenzie u. W. B. Huff, Phil. Mag. **10**, 538, 1905 bezw. Proc. Roy. Soc. A. **78**, 77, 1906.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 193, 1905.
2) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 367, 1906.
3) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908 und diese Zeitschr. **10**, 1, 1909.

fenster in ein Gas von geringem Druck ein. Jedes eintretende α-Teilchen erzeugte auf seiner Bahn durch dieses Gas eine gewisse, relativ kleine Zahl von Ionen. Diese Ionen bewegten sich unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes mit relativ großer Geschwindigkeit und jedes einzelne erzeugte durch Stoß einige Tausend neuer Ionen. Die so erreichte Multiplikation des primären Effektes war ausreichend, um jedes durch das Glimmerfenster eintretende α-Teilchen ohne Schwierigkeit mittels eines Elektrometers nachweisen zu können. Es zeigte sich bei jedem Eintritt eines α-Teilchens eine plötzliche ballistische Bewegung der Elektrometernadel. Diese Elektrometerausschläge wurden über größere Zeitintervalle gezählt; es ließ sich dann aus der Stärke des Präparats (gemessen durch die γ-Strahlen-Aktivität), seinem Abstande von dem Glimmerfenster und der Größe dieses Fensters, die Zahl der α-Teilchen leicht berechnen, die pro Sekunde von Radium *C*, das sich im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium befindet, ausgesandt werden. Es ergab sich als Mittelwert von vielen Zählversuchen $3{,}4 \times 10^{10}$ α-Teilchen pro Sekunde. Dieselbe Zahl wird von einem Gramm Radium im Zustand der Minimalaktivität ausgesandt und eine viermal so große, wenn das Radium sich im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, Emanation, *RaA* und *RaC* befindet.

Die Zahl der α-Teilchen, die bei der eben beschriebenen Versuchsanordnung pro Minute durch das Glimmerfenster in das Gas eintraten, war nicht konstant, sondern beträchtlichen Schwankungen unterworfen. E. v. Schweidler[1]) hat zuerst darauf hingewiesen, daß die Zahl der von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen derartige zeitliche Schwankungen zeigen muß und er hat die Größe der Schwankung aus der Wahrscheinlichkeitstheorie berechnet. Er findet, daß die mittlere Schwankung (prozentuelle Fehler) nur abhängig ist von der Zahl Z von Atomen, die im Mittel pro Sekunde zerfällt, und gleich ist der reziproken Wurzel aus dieser Zahl. Beispielsweise sendet ein Milligramm Radium pro Sekunde $Z = 3{,}4 \times 10^7$ α-Teilchen im Mittel aus. Der auf die Sekunde bezogene prozentuale Fehler würde dann

$$\frac{1}{\sqrt{Z}} = \frac{1}{5830}$$

betragen. Die Schweidlerschen Schwankungen wurden experimentell zuerst beobachtet durch Balancierung zweier durch α-Strahlen erzeugten Ionisationsströme. Das als Nullinstrument dienende Elektrometer zeigt der Unregelmäßigkeit der Strahlung entsprechend Schwankungen um seine Nullage. Die Größe dieser Schwankungen ist der Größenordnung nach im Einklang mit der theoretisch geforderten. Es soll hier auf die diesbezüglichen Versuche, die nur indirekt in Beziehung zu dem hier behandelten Gebiete stehen, nicht näher eingegangen werden, namentlich auch, da die betreffenden Fragen erst kürzlich in einem eingehenden Berichte von E. Meyer[1]) zusammengestellt und diskutiert worden sind. Es mag noch bemerkt werden, daß direkte Zählungen der α-Teilchen nach der elektrischen oder Szintillationsmethode ein weitaus exakteres Mittel zur Prüfung der theoretisch geforderten Schwankungen bieten, als die früheren integrierenden Methoden[2]).

1) E. v. Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation. Liège 1905.

§ 3. Ladung des α-Teilchens.

Die Kenntnis der Zahl der von 1 Gramm Radium pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen ermöglicht in einfacher Weise die von einem einzelnen α-Teilchen mitgeführte Ladung zu bestimmen. Man braucht hierzu nur die Gesamtladung zu messen, welche die von einer bekannten Menge Radium ausgehenden α-Teilchen mit sich führen.

Die Methode, welche man zur Bestimmung der Gesamtladung zweckmäßig anwendet, ist von Rutherford[3]) in der bereits erwähnten Untersuchung ausgearbeitet worden. Bei Ausführung einer derartigen Messung ist vor allem von Wichtigkeit, die von Thomson[4]) zuerst beobachteten langsam wandernden negativen Teilchen (δ-Strahlen), welche stets als Begleiter der α-Strahlen auftreten, durch ein Magnetfeld von der zu ladenden Elektrode abzulenken. Anderenfalls überdeckt die von den δ-Strahlen mitgeführte negative Ladung den positiven Ladungseffekt der α-Strahlen vollständig. In dieser Weise hat Rutherford die Ladung der von einem dünnen Radiumfilm ausgehenden α-Strahlen gemessen und hieraus unter gewissen Annahmen für die Ladung eines α-Teilchens die Zahl der ausgesandten Teilchen berechnet.

Die von Rutherford und Geiger[5]) neuerdings ausgeführten Ladungsmessungen bezweckten, aus der Gesamtladung und der durch andere Versuche bekannten Zahl der ausge-

1) E. Meyer, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **5**, 423, 1908; **6**, 242, 1909; vergleiche auch die theoretischen Bemerkungen von N. Campbell, Proc. Cambr. Soc. **15**, 117, 1909; **15**, 316, Anm., 1910.

2) Vergl. E. Regener, Verhandlgn. d. D. phys. Ges. **10**, 79, Anm., 1908; E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 159, 1908.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 193, 1905.

4) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **13**, 49, 1905.

5) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 162, 1908; diese Zeitschr. **10**, 42, 1909.

sandten α-Teilchen die Ladung eines Teilchens zu finden. Die Methode war prinzipiell dieselbe, die Rutherford bei seinen früheren Messungen verwendete, nur waren durch die Verwendung von Radium *C* als Strahlenquelle gewisse Modifikationen bedingt.

Die während eines Versuches vorhandene Menge *RaC* wurde durch Messung der γ-Strahlenaktivität bestimmt; damit war auch die Zahl der pro Sekunde vom Präparat ausgesandten α-Teilchen bekannt. Ein gewisser, genau bestimmbarer Bruchteil dieser α-Teilchen fiel auf die Elektrode; die dort abgegebene Ladung wurde elektrometrisch gemessen. Als Mittelwert aus allen Messungen ergab sich, daß ein α-Teilchen von Radium *C* eine positive Ladung von $9{,}3\times10^{-10}$ E.S.E. mit sich führt.

Durch anderweitige Versuche ist erwiesen, daß die α-Strahlen aller radioaktiven Substanzen, soweit sie untersucht werden konnten, sich nur durch ihre Anfangsgeschwindigkeit unterscheiden, ihrer Natur nach aber alle identisch sind. Es ist also der Schluß berechtigt, daß jedes α-Teilchen, von welcher Substanz es auch stammt, unter normalen Bedingungen die oben angegegebene Ladung trägt.

Dies bestätigt sich auch durch Versuche von Regener[1]), welcher die von den α-Strahlen des Poloniums mitgeführte Ladung maß. Diese Versuche führten auf einen nahezu gleich großen Wert, nämlich $9{,}58\times10^{-10}$ E.S.E. Zur Bestimmung wurde die Gesamtladung der α-Teilchen elektrometrisch gemessen und ihre Zahl durch Zählung der Szintillationen bestimmt. Die hübsche, hierzu verwendete Versuchsanordnung soll bei Besprechung der Szintillationserscheinungen näher beschrieben werden.

Es möge an dieser Stelle noch eine von Greinacher[2]) angegebene Versuchsanordnung erwähnt werden, welche in einfacher Weise den Nachweis der positiven Ladung der α-Strahlen ermöglicht. Greinacher bedeckt die mit dem Elektrometer verbundene Elektrode mit einer dünnen isolierenden Schicht (Schellack, Glimmer), welche für die α-Strahlen durchdringbar ist, die aber die δ-Strahlen zurückhält. Man erhält mit dieser Anordnung auch ohne Magnetfeld positive Ladung am Elektrometer.

Es erübrigt noch ein Vergleich der Ladung des α-Teilchens mit der des elektrischen Elementarquantums. Von J. J. Thomson und H. A. Wilson, ferner von Millikan und Begeman wurden Bestimmungen von e ausgeführt nach Methoden, die auf der Eigenschaft der Ionen beruhten, als Kondensationszentren in mit Wasserdampf übersättigter Luft zu dienen. Der Zahlenwert, der sich aus Thomsons Messungen ergab, war $3{,}4\times10^{-10}$ absolute Einheit, der von Wilson $3{,}1\times10^{-10}$ und der von Millikan $4{,}06\times10^{-10}$. Vergleicht man diese Zahlen mit dem für das α-Teilchen gefundenen Wert, nämlich $9{,}3\times10^{-10}$ (bzw. $9{,}58\times10^{-10}$ nach Regener), so erkennt man, daß letzterer zwischen $2e$ und $3e$ fällt. Da aber jede Ladung ein ganzes Vielfache des Elementarquantums sein muß, so ist die Ladung des α-Teilchens entweder $2e$ oder $3e$.

In der Diskussion der Frage, welcher von beiden Werten der richtige ist, weisen Rutherford und Geiger darauf hin, daß die nach der Kondensationsmethode ausgeführten Messungen von e infolge Verdampfen der Wassertropfen wohl auf etwas zu kleine Werte führten. Schon aus diesem Grunde ist der Wert von $2e$ für das α-Teilchen der wahrscheinlichere. Sehr gestützt wird diese Ansicht ferner durch den von Planck theoretisch abgeleiteten Wert $4{,}69\times10^{-10}$, der fast genau halb so groß wie der des α-Teilchens ist.

Wie bereits bemerkt wurde, ist das Verhältnis $\frac{e}{m}$ für die α-Strahlen etwa halb so groß als für die Wasserstoffionen. Dieses Resultat in Verbindung mit der zu $2e$ bestimmten Ladung des α-Teilchens weist darauf hin, daß die Masse des α-Teilchens, bezogen auf Wasserstoff, etwa 4 beträgt und stützt somit die Ansicht, daß das α-Teilchen ein Heliumatom ist.

Erwähnt möge noch werden, daß die Ladung des α-Teilchens in der oben erörterten Weise mit großer Genauigkeit bestimmt werden konnte, und daß sich daher aus diesen Messungen ein exakter Wert für das Elementarquantum ableitet.

§ 4. Das α-Teilchen als Heliumatom.

Wir hatten schon mehrmals Gelegenheit, darauf hinzuweisen, daß das α-Teilchen seiner chemischen Natur nach identisch mit einem Heliumatom ist. Die folgende kurze Zusammenstellung deutet die verschiedenen experimentellen Funde an, die allmählich die Frage nach der Natur des α-Teilchens mehr und mehr geklärt und schließlich zu dem oben erwähnten Resultate geführt haben.

1. Anwesenheit von Helium in radioaktiven Mineralien.
2. Anwesenheit von Helium in gealterten Radiumsalzen, Produktion von Helium beim Zerfall von Radiumemanation. Anwesenheit von Helium in Aktiniumpräparaten.

1) E. Regener, Sitzber. d. kgl. preuß. Akad. d. Wiss. 38, 948, 1909.
2) H. Greinacher, Verhandlg. d. Dtsch. phys. Ges. 11, 179, 1909.

3. Bestimmung des Wertes $\frac{e}{m}$ für das α-Teilchen in Verbindung mit der direkten Bestimmung der Ladung e.
4. Quantitative Bestimmung der von Radium produzierten Heliummenge in Übereinstimmung mit dem aus der Zahl der ausgesandten α-Teilchen berechneten Wert.
5. Direkter Nachweis des Auftretens von Helium, wenn α-Teilchen in ein Vakuum eintreten.

Auf Punkt 1 und 2, die nur indirekt mit unserem Thema in Beziehung stehen, kann hier nicht näher eingegangen werden. Die unter 3 angedeuteten Versuche sind bereits im vorigen Abschnitt besprochen worden.

Zu Punkt 4 möge folgendes bemerkt werden. Da die Zahl der α-Teilchen, welche ein Gramm Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten aussendet, genau bekannt ist, so läßt sich die Heliummenge, die sich in einer gewissen Zeit bilden sollte, leicht berechnen. Man findet für die pro Sekunde von 1 Gramm Radium abgegebene Heliummenge $5{,}0 \times 10^{-9}$ cm³, was einer Produktion von 158 mm³ pro Jahr gleichkommt[1]).

Die ersten systematischen Messungen, um experimentell die Geschwindigkeit der Heliumproduktion von Radium zu bestimmen, sind unter Verwendung von 70 mgr Radiumchlorid von Dewar[2]) ausgeführt worden. Seine Versuche ergaben eine Produktion von 182[3]) mm³ pro Jahr und Gramm Radium. Spätere Versuche, die über eine lange Zeitperiode sich erstreckten, führten auf 169 mm³.

Auch von Rutherford und Boltwood[4]) ist diese Frage neuerdings in Angriff genommen worden. Es standen 200 mgr Radium zur Verfügung, die einer vorläufigen Mitteilung entsprechend Helium mit einer Geschwindigkeit von 163 mm³ pro Gramm und Jahr entwickelten.

Alle diese Werte stehen in recht befriedigender Übereinstimmung mit der theoretisch geforderten Zahl.

Da nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse die α-Teilchen verschiedener aktiven Substanzen sich nur durch ihre Anfangsgeschwindigkeit unterscheiden, so ist eine Bildung von Helium bei allen α-Strahlen aussendenden Substanzen zu erwarten. In vielen Fällen wird allerdings die sich bildende Quantität eines experimentellen Nachweises nicht zugänglich sein.

Bei Polonium haben neuerdings Rutherford und Boltwood (l. c.) mit Sicherheit die Entstehung von Helium nachweisen können. Ferner hat Soddy[1]) auch bei Uran und Thor eine Heliumproduktion beobachtet.

Der unter 5. oben angegebene Versuch von Rutherford und Royds[2]) erbringt auf ganz direktem Wege den Nachweis, daß die α-Strahlen Heliumatome sind. A der Figur 1 bezeichnet

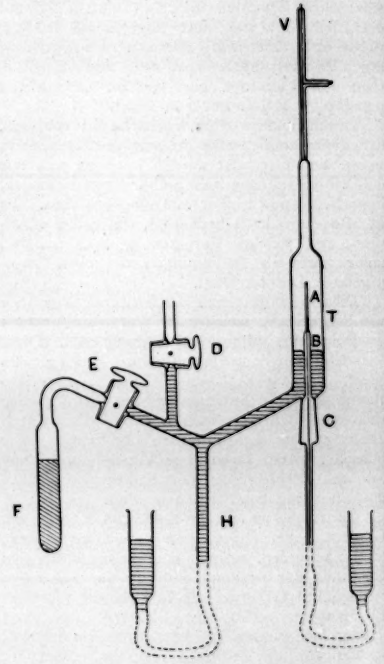


Fig. 1.

ein äußerst dünnwandiges Glasrohr von weniger als $^1/_{100}$ mm Wandstärke. Dieses Röhrchen ist von einem weiteren Rohr T umgeben, das in eine feine Kapillare V ausläuft. Das Rohr T ist evakuiert, während in A sich eine beträchtliche Menge Radiumemanation befindet. Die von ihr und dem aktiven Niederschlag ausgehenden α-Teilchen konnten die dünne Glas-

1) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 173, 1908; diese Zeitschr. **10**, 4, 1909.
2) J. Dewar, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 280, 1908; A. **83**, 404, 1910.
3) Korrigierter Wert laut Notiz Proc. Roy. Soc. A. **83**, 407, 1910.
4) E. Rutherford u. B. B. Boltwood, Proc. Manchester Lit. and Phil. Soc. **54**, I, (6), 1909.

1) F. Soddy, Phil. Mag. **16**, 513, 1908.
2) E. Rutherford u. T. Royds, Phil. Mag. **17**, 281, 1909.

wand leicht durchdringen. Sie trafen dann auf die Innenwand des konaxialen Glasrohres T und wurden in der Oberflächenschicht absorbiert. Ist das α-Teilchen ein Heliumatom, so muß Helium langsam aus dem Glas in den evakuierten Raum zwischen A und T diffundieren. Durch Heben des Quecksilberreservoirs konnte das dort vorhandene Gas in das Kapillarrohr V zur spektroskopischen Untersuchung gepreßt werden. Schon zwei Tage nach Verbringung der Emanation in das Röhrchen war die gelbe Heliumlinie sichtbar, nach 6 Tagen konnten alle kräftigen Heliumlinien beobachtet werden.

Der etwaige Einwand, daß Helium aus dem Innern des Röhrchens A durch die Glaswand hindurch diffundiert hätte, wurde durch einen speziellen Versuch widerlegt.

§ 5. Absorption in Gasen; Reichweite.

Die Absorption der α-Strahlen ist dadurch charakterisiert, daß beim Durchgang durch Materie nur die Geschwindigkeit um einen gewissen Betrag verringert wird, während die Zahl der α-Teilchen und die Richtung ihrer Bahnen eine merkliche Änderung nicht erleidet. Homogene und parallele α-Strahlen treten daher nach dem Durchgang durch eine dünne Schicht eines Gases oder festen Körpers wieder als homogene und parallele Strahlen aus.

In Luft von Atmosphärendruck ist die Bahn der α-Strahlen auf einige Zentimeter beschränkt. Auf dieser kurzen Strecke erweisen sie sich jedoch als außerordentlich wirksame Ionisatoren. Das Ende der Bahn ist durch das plötzliche Erlöschen der Ionisation charakterisiert. Der Abstand dieses Endpunktes von der Strahlenquelle wird als Reichweite bezeichnet und ist eine für eine einheitliche Substanz charakteristische Größe. An derselben Stelle der Bahn, an der die Ionisation verschwindet, verlieren die α-Strahlen auch ihre Fähigkeit, Phosphoreszenz zu erregen und auf die photographische Platte einzuwirken. Dies ist verständlich, da nach neueren Untersuchungen an derselben Stelle auch die Geschwindigkeit der Strahlen rasch abnimmt und zwar wohl bis auf einen mit der Geschwindigkeit der Gasmoleküle vergleichbaren Wert (vergl. § 9).

Die ersten exakten Bestimmungen der für die α-Strahlen geltenden Absorptionsgesetze verdanken wir den Untersuchungen von Bragg und Kleeman[1]), die zuerst mit parallelen und nahezu homogenen Strahlen arbeiteten. Da die angewandte Versuchsanordnung auch bei anderen Untersuchungen vielfach zur Verwendung gelangte, möge sie hier kurz skizziert werden.

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. **8**, 726, 1904; **10**, 318, 1905.

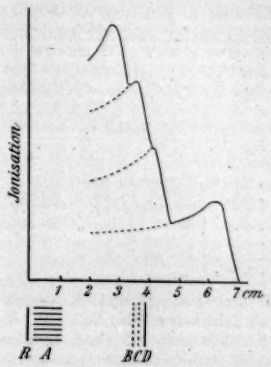


Fig. 2.

Die Platte R der Fig. 2 ist mit einer dünnen Schicht von Radium überzogen. Der direkt vor dem Radiumfilm befindliche Satz paralleler Röhren A absorbierte alle α-Strahlen, die die Platte unter geneigtem Winkel verließen, so daß die aus dem Röhrensystem austretenden Strahlen nahezu parallel waren. Die von diesen Strahlen in verschiedenem Abstand von R erzeugte Ionisation konnte vermittelst des verschiebbaren Ionisationsgefäßes BCD elektrometrisch gemessen werden. D bezeichnet die zum Elektrometer führende Platte, C und B sind Drahtnetze, die mit einer Batterie bezw. der Erde in leitender Verbindung stehen. Das zwischen B und C bestehende Feld verhinderte eine Diffusion von Ionen in das eigentliche Ionisationsgefäß CD.

Vermittelst dieser Anordnung bestimmten Bragg und Kleeman die durch parallele α-Strahlen in verschiedenen Abständen von der Ursprungsstelle erzeugte Ionisation. Die in der obigen Figur eingezeichnete Kurve bezog sich auf einen Radiumfilm, der sich im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten befand. Entsprechend den vier Produkten setzt sich der Kurvenzug aus vier deutlich erkennbaren Teilen zusammen. Für jede einzelne Strahlengruppe wächst die Ionisation mit wachsender Entfernung und fällt nach Durchgang durch einen Maximalwert rasch ab. Der Punkt, an dem keine meßbare Ionisation mehr erzeugt wird, charakterisiert das Ende der Reichweite der betreffenden Strahlengruppe.

Abgesehen von dieser elektrischen Methode läßt sich die Reichweite auch durch Beobachtung der Szintillationen auf einem Zinksulfidschirm genau bestimmen (vgl. § 11). Es erlischt nämlich, wie schon erwähnt, das Vermögen der α-Strahlen,

Szintillationen zu erzeugen, an derselben Stelle ihrer Bahn, an der auch ihre ionisierende Wirksamkeit verschwindet. Die meisten der in der folgenden Tabelle zusammengestellten Reichweiten sind durch Ionisationsmessungen bestimmt.

Tabelle 1.

Reichweite der α-Strahlen in Luft.

Uran . . .	3,5 cm	Thorium . .	3,5 cm	Radioakt.	4,8 cm
Ionium .	2,8 „	Radioth. . .	3,9 „	*Akt. X* .	6,55 „
Radium .	3,5 „	Thorium *X*	5,7 „	Eman. . .	5,8 „
Eman. . .	4,23 „	Eman. . . .	5,5 „	*Akt. B* . .	5,5 „
Ra A . .	4,83 „	Thorium *B*	5,0 „		
Ra C . .	7,06 „	Thorium *C*	8,6 „		
Ra F . .	3,86 „				

Die von Bragg und Kleeman[1]) gemessenen Reichweiten (*Ra*, *Ra* Eman., *Ra A* und *Ra C*) beziehen sich auf einen Luftdruck von 76 cm und eine Temperatur von 20°. Bei den übrigen Messungen sind im allgemeinen keine diesbezüglichen Angaben gemacht.

Die Reichweiten von Uran und Thor wurden von Bragg[2]) wegen der geringen Aktivität dieser Substanzen nach einer indirekten Methode bestimmt. Der für Ionium eingetragene Wert ist der von Boltwood[3]) angegebene, der für Radium *F* der Levinsche[4]).

Die Messungen für die übrigen Substanzen rühren von Hahn[5]) her.

Wie man sieht, schwanken die Werte für die Reichweiten verschiedener Produkte zwischen den Grenzen von 2,8 und 8,6 cm. Rutherford[6]) hat darauf hingewiesen, daß möglicherweise eine Beziehung zwischen der Halbwertsperiode einer Substanz und der Reichweite des ausgesandten α-Teilchens besteht. In weitaus den meisten Fällen ist nämlich die Reichweite desto größer, je kurzlebiger das betreffende Produkt ist. Ferner beobachtete Hahn[7]) einen Parallelismus zwischen der Aktinium- und Thoriumreihe. Ordnet man nämlich die Produkte jeder Reihe nach der Größe der Reichweite, so stehen korrespondierende Produkte des Aktiniums und Thoriums an gleicher Stelle.

Auffallend ist sicher auch, daß in den Horizontalreihen die Reichweiten stets wachsen, wenn man in der Weise wie oben korrespondierende Produkte der Radium-, Thorium- und Aktiniumreihe zusammenstellt.

Schließlich mag noch darauf hingewiesen werden, daß die Reichweiten, wie zu erwarten, umgekehrt proportional zum Gasdruck wachsen. Die Reichweiten in anderen Gasen als Luft lassen sich leicht berechnen. Es ist nämlich die Absorption beim Durchgang durch ein Molekül proportional der Summe der Quadratwurzeln aus den Gewichten der Atome, aus denen das Gasmolekül zusammengesetzt ist[1]). (Vergl. auch § 8.)

§ 6. Ionisierungsvermögen.

Die Kurven der Fig. 2 geben Aufschluß über das Ionisierungsvermögen eines α-Teilchens an verschiedenen Punkten seiner Bahn. Auf Grund dieser Kurven erkannten Bragg und Kleeman zuerst, daß das Ionisierungsvermögen der α-Strahlen mit der Entfernung von der Strahlenquelle wächst. Das α-Teilchen erzeugt also desto mehr Ionen, je kleiner seine Geschwindigkeit ist; erst gegen das Ende der Reichweite sinkt das Ionisierungsvermögen außerordentlich rasch auf Null herab.

Die Versuche von Bragg und Kleeman wurden von verschiedenen Forschern[2]) wiederholt und auch auf die α-Strahlen anderen Ursprungs (Polonium, sowie die Produkte der Aktinium- und Thoriumfamilie) ausgedehnt. In allen Fällen zeigten die Ionisationskurven denselben charakteristischen Verlauf, wie die Kurven der Fig. 2. Die α-Teilchen verschiedener Substanzen unterscheiden sich eben nur durch die anfängliche Geschwindigkeit, mit der sie beim Zerfall ausgesandt werden; daher ist zwar ihre Reichweite verschieden, doch ist die Zahl der erzeugten Ionen an Punkten, die gleichweit von dem Ende der Reichweite abstehen (Punkte gleicher Geschwindigkeit) stets dieselbe. Auf die Beziehung zwischen Geschwindigkeitsverlust und erzeugter Ionisation kommen wir in § 9 zu sprechen.

Auch in verschiedenen Gasen ist nach Bragg[3]) der Verlauf der Ionisationskurven im großen und ganzen derselbe, wenn man für genügende Sättigung des Ionisationsstromes Sorge trägt. Auf gewisse Abweichungen in Methan und Wasserstoff haben Bragg und Cooke[4]) bezw. Taylor[5]) aufmerksam gemacht.

Eine exakte Bestimmung des Verlaufs der Ionisationskurven stößt auf beträchtliche experimentelle Schwierigkeiten. Die von dem α-Strahl erzeugte Ionisation unterscheidet sich nämlich

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. **10**, 318, 1905.
2) W. H. Bragg, Phil. Mag. **11**, 754, 1906.
3) B. B. Boltwood, Amer. Journ. Sci. **25**, 365, 1908.
4) M. Levin, diese Zeitschr. **7**, 519, 1906.
5) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 412, 456, 557, 1906.
6) E. Rutherford, Phil. Mag. **13**, 110, 1907.
7) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 563, 1906.

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. **10**, 318, 1905; **11**, 466, 1906.
2) R. K. Mc Clung, Phil. Mag. **11**, 131, 1906; O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 412, 456, 557, 1906; L. Blanquies, Le Radium **6**, 230, 1909.
3) W. H. Bragg, Phil. Mag. **13**, 333, 1907.
4) W. H. Bragg u. W. T. Cooke, Phil. Mag. **14**, 425, 1907.
5) T. S. Taylor, Phil. Mag. **18**, 604, 1909.

wesentlich von der durch andere Strahlenarten hervorgerufenen. Bragg und Kleeman[1]) haben zuerst auf den verschiedenen Verlauf der Sättigungskurve hingewiesen, wenn die Ionisation unter sonst gleichen Bedingungen einmal durch β-Strahlen, dann durch α-Strahlen erzeugt wird. Erhält man für β-Strahlen für eine bestimmte Feldstärke Sättigung, so ist man für α-Strahlen bei derselben Feldstärke unter Umständen 20 und mehr Prozent von der Sättigung entfernt. Die Natur des Gases und der Gasdruck spielen dabei eine wesentliche Rolle.

Die Erscheinung wurde durch die Annahme einer anfänglichen (initial) Wiedervereinigung der Ionen („Rückbildung" nach Ewers) erklärt. Nach dieser Hypothese werden durch die α-Strahlen die Moleküle nur unvollständig ionisiert; d. h. die Elektronen, die beim Ionisationsprozesse von den Molekülen abgetrennt werden, verlassen diese mit einer relativ geringen Geschwindigkeit, so daß ein starkes Feld nötig ist, um sie an einer sofortigen Wiedervereinigung zu verhindern. Diese Rückbildung ist in komplexen Gasen viel mehr ausgesprochen, verschwindet aber mit Verringerung des Gasdruckes mehr und mehr.

Nach Kleeman[2]) tritt die Rückbildung desto leichter ein, je geringer die Geschwindigkeit der α-Strahlen ist, durch die die Ionen erzeugt wurden. Wenn z. B. die Ionisation eines parallelen Bündels von α-Strahlen im Abstand von 0,7 cm von der Strahlenquelle gemessen wurde, so fehlten noch 19,2 Proz. bis zur Sättigung, während bei einer Messung im Abstand von 3 cm unter sonst gleichen Bedingungen die entsprechende Differenz 34,4 Proz. betrug.

Interessant ist die Beobachtung von Moulin[3]), daß die Sättigung des durch α-Strahlen erzeugten Ionisationsstromes leichter erfolgt, wenn man das elektrische Feld im rechten Winkel zu der Bahn der α-Strahlen wirken läßt, als wenn das Feld parallel zu ihrer Bahn verläuft. Moulin sieht hierin einen Beweis der von Langevin zuerst ausgesprochenen Ansicht, daß die Schwierigkeit der Sättigung allein durch gewöhnliche Rekombination erklärt werden kann. Man hat nämlich zu beachten, daß im Falle der Ionisation durch α-Strahlen die Ionen keineswegs gleichmäßig durch das Gas verteilt sind, sondern nur entlang den Bahnen der α-Strahlen in äußerst großer Zahl erzeugt werden. Das transversale elektrische Feld ist daher viel wirksamer als das longitudinale, da im ersten Falle die Ionen sofort auseinandergezogen werden, während im zweiten die positiven und negativen Ionen über größere Strecken aneinander vorbeigleiten und daher sich leicht wieder vereinigen.

Ein interessanter Versuch von Kleeman[1]) wirft Licht auf die Frage, ob die zur Ionisation nötige Energie dem α-Teilchen entzogen wird oder ob die Energie von dem ionisierten Atom selbst herrührt, wobei das α-Teilchen nur eine den Ionisationseffekt auslösende Rolle spielt. Kleeman weist darauf hin, daß im ersten Falle das von dem ionisierten Atom ausgesandte Elektron im allgemeinen eine Bewegungsrichtung entsprechend der des α-Teilchens besitzen muß. Diesbezügliche Messungen zeigten in der Tat, daß mehr Elektronen in der Richtung ausgesandt werden, in welcher sich die α-Teilchen bewegen. Kleeman kommt daher zu dem Schluß, daß die Ionisationsenergie oder wenigstens ein Teil derselben von dem α-Teilchen selbst herrührt.

§ 7. Gesamtzahl der von einem α-Teilchen erzeugten Ionen.

Diese Zahl wurde von Rutherford[2]) für die von Radium selbst ausgesandten α-Teilchen bestimmt. Die Versuchsanordnung war derartig, daß die von einem dünnen Radiumfilm im Zustand der Minimalaktivität ausgesandten α-Teilchen in Luft von Atmosphärendruck zwischen zwei parallelen Platten völlig absorbiert wurden. Die Gesamtzahl der erzeugten Ionen ergab sich durch Messung des Ionisationsstroms; die Zahl der wirksamen α-Teilchen durch Bestimmung der von ihnen mitgeführten Ladung. Hieraus wurde die Zahl der von einem einzigen α-Teilchen erzeugten Ionen eines Vorzeichens ermittelt und bei völliger Absorption in Luft gleich $1{,}72 \times 10^5$ gefunden.

Unter Verwendung einer etwas verschiedenen Versuchsanordnung wurde die Zahl der von einem von Radium *C* ausgesandten α-Teilchen vom Verfasser[3]) bestimmt. Die Schwierigkeit einer genauen Bestimmung der Ionenzahl liegt hauptsächlich in der durch die anfängliche Wiedervereinigung der Ionen bedingten Unsicherheit in der Messung des Ionisationsstroms. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, wurde in folgender Weise verfahren: Der aktive Niederschlag der Radiumemanation wurde auf einer kleinen Metallplatte konzentriert. Die Zahl der von dieser Platte ausgehenden α-Strahlen (*RaC*) kann durch Messung der γ-Strahlenaktivität mit großer Genauigkeit bestimmt wer-

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. **11**, 466, 1906; W. H. Bragg, **11**, 617, 1906. Vgl. auch Bericht von F. Harms über die Wiedervereinigung von Gasionen, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **3**, 321, 1906.

2) R. D. Kleeman, Phil. Mag. **12**, 273, 1906.

3) P. Moulin, Le Radium **5**, 136, 1908; C. R. **148**, 1757, 1909.

1) R. D. Kleeman, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 195, 1910.

2) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 193, 1905.

3) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **82**, 486, 1909.

den. Diese aktive Platte wurde genau in der Mitte einer innen versilberten Glaskugel befestigt und nach Evakuierung der Kugel bis auf wenige Zentimeter Gasdruck die Sättigungsstromstärke gemessen. Jedes α-Teilchen durchlief nun in der Kugel einen kleinen aus dem Halbmesser der Kugel und dem Gasdruck berechenbaren Teil seiner Reichweite. Kannte man nun das Verhältnis der von einem α-Teilchen innerhalb dieses Teiles seiner Reichweite erzeugten Ionen zu den innerhalb der ganzen Reichweite erzeugten Ionen, so ließ sich der gesuchte Wert für die Gesamtzahl der erzeugten Ionen finden. Dieses Verhältnis wurde aus einer bei geringem Gasdruck gemessenen Ionisationskurve bestimmt.

Es ergab sich, daß ein α-Teilchen von Radium *C* bei vollständiger Absorption in Luft $2{,}37 \times 10^5$ Ionen eines Vorzeichens erzeugt[1]). Bei Berechnung dieser Zahl ist die Ionenladung gleich $4{,}65 \times 10^{-10}$ E.S.E. und die von einem Gramm Radium pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen gleich $3 \cdot 4 \times 10^{10}$ gesetzt. Die Zahl der von einem α-Teilchen anderen Ursprungs erzeugten Ionen ließ sich aus dessen Reichweite in einfacher Weise berechnen. Dabei wurde nur die wohl sicher berechtigte Annahme gemacht, daß die Ionisationskurven von α-Strahlen verschiedenen Ursprungs sich nur durch eine additive Konstante unterscheiden.

Tabelle II.

Strahlenquelle	Reichweite	Zahl der erzeugten Ionen
Radium	3,50 cm	$1{,}53 \times 10^5$
Emanation . . .	4,33 „	$1{,}74 \times 10^5$
Radium *A* . . .	4,83 „	$1{,}87 \times 10^5$
Radium *C* . . .	7,06 „	$2{,}37 \times 10^5$
Radium *F* . . .	3,86 „	$1{,}62 \times 10^5$

Es muß berücksichtigt werden, daß diese Zahlen vollständiger Sättigung entsprechen. Bei Atmosphärendruck erscheint es nicht möglich, völlige Sättigung zu erreichen, und für gewöhnlich realisierbare Felder mag der Strom nur bis zu 90 Proz. und weniger gesättigt sein. Quantitative Bestimmungen von Radiummengen usw. lassen sich daher durch Messung des Ionisationsstroms bei Atmosphärendruck nur angenähert ausführen.

Die obigen Messungen bezogen sich auf Luft als absorbierendes Gas. Die relative Ionisation, die von den α-Strahlen in verschiedenen Gasen erzeugt wird, ist von Bragg[2]) und von Laby[3]) gemessen worden. Derartige vergleichende Messungen sind allerdings nicht leicht auszuführen wegen der Schwierigkeit der Sättigung, die von Gas zu Gas verschieden ist. Macht man die Annahme, daß die Ionisationskurven in verschiedenen Gasen dieselbe ist, so läßt sich nach Bragg die Fläche der Ionisationskurve, die ja ein direktes Maß für die erzeugte Ionisation ergibt, durch das Produkt der Koordinaten eines bestimmten Punktes der Kurve darstellen. Man hat also nicht nötig, jedesmal den ganzen Verlauf der Kurve zu bestimmen. In dieser Weise maß Bragg die von den α-Strahlen des Radiums in verschiedenen Gasen erzeugte Ionisation. Sie ist für die einfacheren Gase wenig von dem für Luft gefundenen Wert verschieden. Für Gase von komplizierterem Molekülbau sind die Abweichungen jedoch beträchtlich. — Laby bestimmte direkt die von den Uranstrahlen in verschiedenen Gasen erzeugte Ionisation. Seine Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den Braggschen.

Greinacher[1]) hat neuerdings gezeigt, daß auch flüssige Dielektrika wie Paraffinöl und Petroläther unter der Einwirkung von α-Strahlen eine Leitfähigkeitserhöhung erfahren. Durch vergleichende Messungen ergab sich, daß ein α-Teilchen bei vollkommener Absorption in Petroläther etwa 2000 mal, in Paraffinöl etwa 1000 mal weniger Ionen erzeugt als in Luft. — Bei festen Dielektriken konnte eine merkliche Erhöhung der Leitfähigkeit nicht beobachtet werden[2]).

§ 8. Absorption in festen Körpern.

Daß die absorbierende Wirkung von Metallfolien (ebenso wie von Gasen) in einer Verzögerung der α-Teilchen, nicht aber in einer Änderung ihrer Zahl besteht, diese Ansicht ist zuerst von Bragg und Kleeman auf Grund ihrer zahlreichen Untersuchungen ausgesprochen worden. Einen weiteren Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht erbrachte Regener[3]), indem er die Zahl der α-Teilchen vor und nach dem Durchgang durch Aluminiumfolien durch Zählung der Szintillationen bestimmte. Die Zahl änderte sich nicht, selbst wenn die α-Teilchen bis zu 16 dünne Aluminiumfolien zu durchdringen hatten; erst bei 18 und 20 Folien, die der Reichweite äquivalent waren, nahm die Zahl äußerst rasch ab.

Im gleichen Sinne sprechen auch die Versuche von Aschkinaß[4]). Aschkinaß maß die positive Ladung, welche eine Elektrode beim

1) Aus Gründen, die Proc. Roy. Soc. A **83**, 515, 1910 näher ausgeführt sind, ist der obige Wert möglicherweise um einige Prozent zu groß.
2) W. H. Bragg, Phil. Mag. **13**, 333, 1907.
3) T. H. Laby, Proc. Roy. Soc. A. **79**, 205, 1907.

1) H. Greinacher, diese Zeitschr. **10**, 986, 1909.
2) H. Greinacher, Le Radium **6**, 219, 1909.
3) E. Regener, Verhdlgn. d. D. phys. Ges. **10**, 78, 1908.
4) E. Aschkinaß, Ann. d. Phys. **27**, 377, 1908.

Auftreffen von α-Teilchen empfängt, und er fand die Größe der Ladung unabhängig von der Zahl der zwischengeschalteten Aluminiumfolien. Erst dann trat eine Abnahme ein, wenn die Dicke der Aluminiumschicht nahezu der Reichweite entsprach.

Das Absorptionsvermögen (Bremswirkung) fester Körper läßt sich daher in einfacher Weise messen durch die Dicke der Luftschicht, die eine gleiche Geschwindigkeitsverringerung der α-Strahlen bewirkt.

Genaue Messungen über die Absorption in verschiedenen Substanzen sind zuerst von Bragg und Kleeman[1]) ausgeführt worden, und die Resultate dieser Forscher sind durch die Arbeiten von Kučera und Mašek[2]), von Meyer[3]) und von Meitner[4]) bestätigt worden. Bragg und Kleeman bedienten sich zu ihren Versuchen der bereits in § 5 besprochenen Versuchsanordnung (siehe Fig. 2). Die zu untersuchende Metallfolie wurde hinter dem Röhrensystem in den Strahlengang eingeschaltet und dann der äußerste Punkt bestimmt, bis zu dem die α-Strahlen drangen. Die Differenz der Reichweiten mit und ohne eingeschaltete Metallfolie gibt die Bremswirkung dieser Folie.

Ein Vergleich der Bremswirkung verschiedener Metalle führte zu folgendem einfachen Gesetz.

Das Absorptionsvermögen von Schichten, die die gleiche Anzahl von Atomen enthalten, ist der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional. Das molekulare Absorptionsvermögen ist proportional der Summe der Quadratwurzeln aus den Gewichten der das Molekül bildenden Atome. Dasselbe Gesetz hat auch für Gase Gültigkeit.

Die Bremswirkung von Metallfolien geringen Atomgewichts ist nahezu unabhängig von der Geschwindigkeit der α-Strahlen; d. h. die Reichweite wird um denselben Betrag verkürzt, gleichgültig, ob die Folie direkt über der Strahlenquelle oder in größerem Abstand davon eingeschaltet wird.

Genaue Messungen von Bragg und Kleeman[5]) haben jedoch unzweideutig gezeigt, daß für Metalle von höherem Atomgewicht die Bremswirkung von der Geschwindigkeit der α-Strahlen abhängt. Messungen für verschiedene Metalle ließen schließen, daß der besprochene Effekt mit wachsendem Atomgewicht wächst.

Das verschiedene Verhalten von Metallen verschiedenen Atomgewichts ermöglichte die Erklärung einer Erscheinung, die zuerst von Frau Curie[1]) beobachtet wurde. Bei den Versuchen von Frau Curie war die Strahlenquelle mit zwei Metallfolien verschiedenen Atomgewichts bedeckt. Es wurde die Ionisation gemessen, die von den α-Strahlen erzeugt wurde, und es zeigte sich, daß diese Ionisation abhängig war von der Reihenfolge, in der die Strahlen die Metallfolien zu durchdringen hatten. Dieser Unterschied läßt sich völlig erklären, durch eine Verschiedenheit in der Reichweite der austretenden α-Strahlen (Bragg und Kleeman, l. c.). Diese muß sich nämlich ändern, da beim Vertauschen der Metalle sich ihre Bremswirkung ändert, und zwar die des Metalls mit höherem Atomgewicht mehr als die des Metalls von niederem.

Neuerdings ist die Abhängigkeit der Bremswirkung von der Geschwindigkeit der α-Strahlen eingehend von Taylor[2]) untersucht worden. Als Strahlenquelle diente Polonium oder Radium C. Um geringe Änderungen in der Reichweite leicht erkennen zu können, wurde das Ionisationsgefäß in solchem Abstand von der Strahlenquelle aufgestellt, daß ein Teil des steil abfallenden Zweiges der Ionisationskurve innerhalb des Ionisationsgefäßes fiel. Es ist klar, daß eine geringe Änderung in der Reichweite dann eine beträchtliche Änderung des Ionisationsstroms hervorrief. Bei Ausführung der Versuche wurde die Metallfolie, die anfangs direkt über der Strahlenquelle eingeschaltet war, gegen das Ionisationsgefäß hin verschoben und die Stromstärke für verschiedene Abstände gemessen. Aus der Änderung des Ionisationsstromes konnte auf die Abhängigkeit der Bremswirkung der Metallfolie von der Geschwindigkeit der α-Strahlen geschlossen werden. Um auch den Wasserstoff in derselben Weise wie eine Metallfolie untersuchen zu können, wurde dieses Gas in eine Zelle eingeschlossen, deren gegenüberliegende Wände aus Zelloidinfilmen (einem Kollodiumpräparat) bestanden. Da die Bremswirkung der Zelloidinwände sich mit der Geschwindigkeit der α-Strahlen nicht änderte, waren sie ohne Einfluß auf die Messungen für den Wasserstoff.

Die umstehende Figur gibt einige charakteristische Beispiele für derartige Messungen. Das verschiedentliche Verhalten verschiedener Substanzen kommt deutlich zum Ausdruck. Für die Metalle nimmt die Bremswirkung zu mit wachsender Geschwindigkeit, für Wasserstoff dagegen ab. Papier und Zelloidin, deren Atom-

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. 10, 318, 1905.
2) B. Kučera u. B. Mašek, diese Zeitschr. 7, 337, 630, 1906.
3) E. Meyer, diese Zeitschr. 7, 917, 1906.
4) Lise Meitner, diese Zeitschr. 7, 588, 1906.
5) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. 10, 337, 1905.

1) S. Curie, Untersuchungen über radioaktive Substanzen S. 74, 1904; vergl. auch B. Kučera u. B. Mašek, diese Zeitschr. 7, 650, 1906 und die oben zitierte Arbeit von E. Meyer.
2) T. S. Taylor, Phil. Mag. 18, 604, 1909.

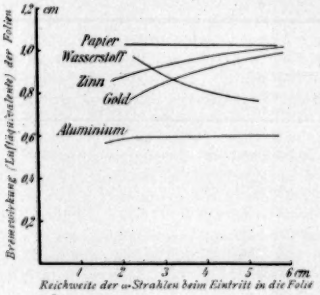


Fig. 3.

gewichtsmittelwerte etwa so groß sind wie für Luft, haben eine von der Geschwindigkeit unabhängige Bremswirkung; mißt man aber ihre Bremswirkung in Wasserstoff statt in Luft, so zeigen auch diese Substanzen eine Abnahme der Bremswirkung mit abnehmender Geschwindigkeit der α-Strahlen.

Taylor gibt an, daß der Betrag, um den sich die Bremswirkungen verschiedener Metalle ändern, angenähert der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional ist, wenn man Folien vergleicht, die für α-Strahlen von großer Geschwindigkeit gleiche Bremswirkung besitzen.

Anschließend an die in diesem Abschnitt besprochene Absorption der α-Strahlen durch feste Körper, möge noch auf eine interessante, mineralogische Erscheinung hingewiesen werden. In gewissen Mineralien, wie Biotit und Kordierit, kommen als Einschlüsse mikroskopische Zirkon- (oder Apatit-)Kristalle vor, die von einem dunkel gefärbten, kugelförmigen Hof (Halos) umgeben sind. Eine Erklärung dieser Halos wurde zuerst von Joly[1]) gegeben. Er zeigte, daß sie von der Einwirkung der α-Strahlen herrühren, welche im Laufe der Zeit von dem zentralen, radiumhaltigen Kristall ausgesandt wurden. Der Halbmesser der Halos ist in guter Übereinstimmung mit der Reichweite der α-Strahlen in der betreffenden Substanz. Neuerdings haben Joly und Fletcher[2]) außerordentlich klare Photographien von Durchschnitten von Halos erhalten, die wohlausgeprägte konzentrische Ringe zeigen, welche α-Strahlen von verschiedener Reichweite entsprechen.

Rutherford[3]) hat neuerdings eine ähnliche Einwirkung der α-Strahlen auf Glas beobachtet. Ein feines Kapillarrohr, das ursprünglich mit einer beträchtlichen Radiumemanationsmenge gefüllt war, zeigte parallel laufend mit der Bohrung eine scharf begrenzte Verfärbung. Der Abstand der Innenwand des Rohres von der konaxialen Grenzfläche, bis zu der die Verfärbung sich erstreckte, entsprach fast genau der maximalen Reichweite, bis zu der die α-Teilchen in das Glas nach Berechnung eindringen konnten (0,041 mm).

1) J. Joly, Phil. Mag. **13**, 381, 1907; **19**, 327, 1910.
2) J. Joly u. A. Fletcher, Phil. Mag. **19**, 630, 1910.
3) E. Rutherford, Phil. Mag. **19**, 192, 1910.

§ 9. Geschwindigkeitsverlust der α-Strahlen beim Durchgang durch Materie.

Nach der bereits in § 1 besprochenen photographischen Methode hat Rutherford durch Messung der magnetischen Ablenkung die Geschwindigkeit der α-Strahlen von Radium *C* an verschiedenen Punkten ihrer Bahn bestimmt. Zur Absorption dienten Aluminiumfolien von bekannter Bremswirkung, mit denen der aktive Draht bedeckt wurde. Entsprach die Dicke der eingeschalteten Aluminiumfolien nahezu der Reichweite der α-Strahlen, so waren die Messungen infolge des geringen photographischen Effektes sehr erschwert. Die geringste Geschwindigkeit, die noch photographisch gemessen werden konnte, betrug 43 Proz. der anfänglichen Geschwindigkeit. Bei diesem Versuch waren 14 Aluminiumfolien eingeschaltet, deren Bremswirkung nahezu 7 cm Luft entsprach, also der Reichweite der α-Strahlen bis auf weniges äquivalent war. Diese Beobachtung führte zu der Annahme, daß die photographische, ionisierende und phosphoreszierende Wirkung der α-Strahlen an einer Stelle der Bahn erlischt, an der die α-Strahlen noch eine beträchtliche Geschwindigkeit besitzen. Wir werden später sehen, daß neuere Versuche auf eine andere Erklärung hinweisen.

Nach Rutherford ist die Geschwindigkeit der α-Strahlen, die nach Durchgang durch die absorbierende Substanz noch eine Reichweite von r cm in Luft besitzen, proportional zu $\sqrt{r + 1{,}25}$. Diese Formel erlaubt auch die Berechnung der Anfangsgeschwindigkeit der α-Strahlen verschiedener Produkte, wenn ihre Reichweite r und die Anfangsgeschwindigkeit einer Strahlengruppe bekannt ist.

Unter gewissen vereinfachenden Annahmen über die Bewegung der α-Strahlen hat Riecke[1]) die obige Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Reichweite theoretisch abgeleitet. Die Untersuchung basiert auf der Vorstellung einer gewissen Grenzgeschwindigkeit (Reichweite) der Strahlen. Außerdem wird vorausgesetzt, daß das α-Teilchen beim Zusammenstoß mit einem Gasmolekül einen seine Geschwindigkeit ver-

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. **27**, 797, 1908.

ringernden Impuls erfährt. Die Gesamtheit der auf das α-Teilchen pro Sekunde wirkenden Impulse wird durch eine verzögernde Kraft ersetzt, die in erster Annäherung für die ganze Bahn als konstant angenommen wird (siehe auch § 10).

Der Verfasser[1]) hat die Geschwindigkeit der α-Strahlen an verschiedenen Punkten der Bahn neuerdings eingehend untersucht. Der wesentlichste Unterschied in der Versuchsanordnung von der Rutherfordschen bestand in der Verwendung der Szintillationsmethode statt der photographischen Methode zur Bestimmung der magnetischen Ablenkung. Als Strahlenquelle diente ein nur $^1/_{10}$ mm dicker Draht, der durch Exposition in Radiumemanation aktiviert war. Die von ihm ausgehenden α-Strahlen passierten im Abstand von 7,2 cm einen $^1/_{10}$ mm weiten Spalt, und fielen nach Durchlaufen des 7 cm langen Magnetfelds auf einen Zinksulfidschirm auf. Dort erzeugten sie eine äußerst feine Linie von Szintillationen, deren Verschiebung für Felder von verschiedener Stärke mit Hilfe eines Mikroskops genau gemessen wurde. Die Ablenkungen waren von der Größenordnung 1 cm und konnten ohne Schwierigkeit bis auf $^1/_{100}$ gemessen werden, wenigstens so lange, als die Geschwindigkeit durch die eingeschalteten Absorptionsschirme nicht zu stark herabgesetzt war. Als absorbierendes Material diente Glimmer, dem wegen seiner Homogenität der Vorzug vor Metallfolien zu geben ist. Für jede Glimmerschicht wurden die magnetischen Ablenkungen in Feldern von verschiedener Stärke bestimmt und aus diesen Messungen die Geschwindigkeit der α-Strahlen berechnet.

Die Zahlen, die sich in dieser Weise für die Geschwindigkeiten nach Durchgang durch verschiedene Glimmerplatten ergaben, sind für die ersten sechs Zentimeter der Reichweite in guter Übereinstimmung mit den von Rutherford gefundenen Werten. Dies geht deutlich aus der nachstehenden Fig. 4 hervor, in der die Ringe die Rutherfordschen Werte, die Punkte die des Verfassers bezeichnen.

Gegen das Ende der Reichweite ergaben sich jedoch Unterschiede. Während die photographischen Messungen auf eine noch relativ hohe Geschwindigkeit deuteten, zeigten die Versuche des Verfassers einen äußerst raschen Geschwindigkeitsabfall innerhalb des letzten Zentimeters der Reichweite. Die größte Schichtdicke, welche noch eine Messung der magnetischen Ablenkung erlaubte, entsprach 6,80 cm Luft. Die Geschwindigkeit betrug in diesem Falle 27 Proz. der anfänglichen. Der Verlauf der Kurve zeigt aber unzweifelhaft, daß die Geschwindigkeit gegen das Ende der Reichweite sehr rasch abnimmt und es erscheint der Schluß berechtigt, daß am Ende der Reichweite die Geschwindigkeit der α-Strahlen vergleichbar mit der der Gasmoleküle wird. Das α-Teilchen verhielte sich dann an dieser Stelle wohl wie ein gewöhnliches Gasion.

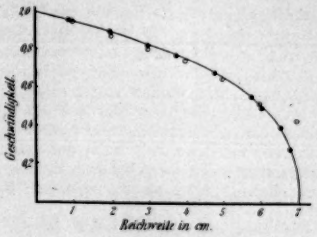


Fig. 4.

Warum die photographische und die Szintillationsmethode zu verschiedenen Resultaten am Ende der Reichweite führten, ist wohl durch die Verwendung von Aluminiumfolien in Rutherfords Versuchen zu erklären. Die Dicke dieser Folien ist nicht völlig gleichmäßig und ein gewisser Bruchteil der α-Strahlen wird daher nach dem Durchgang eine etwas größere Geschwindigkeit besitzen, als dem Mittelwert entspricht. Aber gerade diese schnelleren Strahlen sind photographisch am wirksamsten, was zur Folge hat, daß die Ablenkung zu klein erscheint.

Die von Geiger gefundenen Werte für die Geschwindigkeit v der α-Strahlen in Luft, gemessen in verschiedenen Abständen x von der Strahlenquelle, ließen sich mit befriedigender Annäherung darstellen durch die Gleichung

$$v^3 = a\,(R - x).$$

Die beste Übereinstimmung wurde erreicht für $R = 7$, was der maximalen Reichweite der α-Strahlen von Radium C nahezu äquivalent ist. Der Faktor a wird gleich 0,143, unter der Voraussetzung, daß für $x = 0$ die Geschwindigkeit den Wert 1 annimmt.

Im weiteren Verlauf der Untersuchung wurde gezeigt, daß die Anfangsgeschwindigkeit der von Radium C ausgesandten α-Teilchen sicherlich innerhalb $^1/_2$ Proz. konstant ist, daß aber beim Durchgang durch Luft die Geschwindigkeit jedes einzelnen Teilchens nicht in genau derselben Weise abnimmt. Gegen das Ende der Reichweite zeigt nämlich, wie sich durch Beobachtung der Szintillationen ergab, das anfangs homogene Strahlenbündel eine gewisse Inhomogenität, indem einzelne α-Teilchen imstande sind, einige Millimeter Luft mehr zu

1) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 83, 505, 1910.

durchdringen als andere. Die gewöhnlich zu 7,06 cm angegebene Reichweite der α-Strahlen von *RaC* entspricht dem äußersten Punkte, an dem noch Szintillationen oder ein Ionisationseffekt beobachtet werden kann. Es ist aber nur ein kleiner Bruchteil der α-Teilchen, der wirklich die volle Bahnlänge von 7,06 cm durchläuft. Die mittlere Reichweite der von *RaC* ausgesandten α-Teilchen ist etwa 6,7 cm, also beträchtlich geringer als die maximale Reichweite.

Die eben erörterte Variation in der Geschwindigkeit und Reichweite ist von Bedeutung in der Erklärung der Ionisationskurve. Die nächstliegende Annahme ist wohl die, daß die von einem α-Teilchen pro Längeneinheit erzeugte Ionisation proportional der absorbierten Energie ist. Unter dieser Voraussetzung läßt sich die Ionisation I an jeder Stelle der Bahn aus der obigen Gleichung für die Geschwindigkeit berechnen. Wir erhalten:

$$I = b\frac{d(v^2)}{dx} = c(R-x)^{-1/3},$$

oder

$$I^3 = \frac{a'}{R-x}.$$

Diese theoretische Ionisationskurve ist in Fig. 5 stark eingezeichnet. R ist der mittleren Reichweite

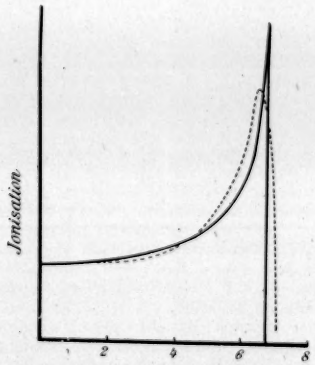


Fig. 5.

entsprechend gleich 6,7 gesetzt, so daß die Kurve die von einem einzelnen α-Teilchen mit mittlerer Reichweite erzeugte Ionisation darstellt. Gemäß dieser Kurve würde die von einem einzigen α-Teilchen erzeugte Ionisation mit Entfernung von dem Ausgangspunkt zuerst langsam wachsen, dann gegen das Ende der Reichweite rasch zunehmen, am Endpunkte aber plötzlich verschwinden. Die rasche Zunahme mit abnehmender Geschwindigkeit ist wohl denkbar, da ja auch die Kanalstrahlen trotz ihrer geringen Geschwindigkeit äußerst wirksame Ionisatoren sind.

Die Ionisationskurve, die man experimentell für ein Bündel von α-Strahlen erhält, muß sich wegen der Variation der Geschwindigkeit gegen das Ende der Reichweite von der obigen theoretischen Kurve, die für ein einzelnes α-Teilchen gilt, wohl unterscheiden. Da nämlich die Reichweiten der einzelnen α-Teilchen des Bündels in gewissen Grenzen variieren, so wird die resultierende Ionisationskurve zwar ein ähnliches Anwachsen der Ionisation zeigen, gegen das Ende der Reichweite aber nach Durchgang durch einen maximalen Wert nicht plötzlich, sondern innerhalb einiger Millimeter auf Null herabsinken. Diese Kurve würde also den charakteristischen Verlauf der Ionisation zeigen, wie er tatsächlich von verschiedenen Seiten experimentell gefunden wurde. Die in Fig. 5 gestrichelt eingezeichnete, experimentelle Ionisationskurve ist einer früheren Arbeit des Verfassers entnommen.

Umgekehrt sind wir jetzt durch die gute Übereinstimmung der theoretisch geforderten Ionisationskurve mit den experimentellen Resultaten zu dem Schluß berechtigt, daß an allen Stellen der Bahn eines α-Teilchens Ionisation und Energieverbrauch einander proportional sind. Gleichzeitig folgt auch aus den Gleichungen, daß in jedem Punkt der Bahn die Ionisation umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des α-Teilchens ist.

Die rasche Abnahme der Geschwindigkeit gegen das Ende der Reichweite erklärt in einfacher Weise, warum die Fähigkeit der α-Strahlen, Ionisation und Phosphoreszenz zu erregen, an derselben Stelle der Bahn erlischt. Es wird eben dort die Geschwindigkeit so gering, daß schon wegen des raschen Anwachsens der Zerstreuung mit abnehmender Geschwindigkeit (vergl. § 10), ein Fortschreiten des α-Teilchens in seiner ursprünglichen Bahn nicht mehr erwartet werden kann. Die Zerstreuung und der rapide Geschwindigkeitsverlust, bezw. Energieverbrauch, gerade am Ende der Reichweite wirken wohl beide dahin, daß die Wirksamkeit der α-Strahlen an dieser Stelle anscheinend plötzlich erlischt. Auch ist ersichtlich, warum am Ende der Reichweite die Ladung der α-Strahlen nicht mehr nachgewiesen werden kann[1]).

1) Siehe: W. Duane, C. R. **148**, 958, 1908; E. Aschkinaß, Ann. d. Phys. **27**, 377, 1908.

§ 10. Zerstreuung und diffuse Reflexion der α-Strahlen. Sekundärstrahlen.

Wir haben früher gesehen, daß die Absorption der α-Strahlen im Gegensatz zu der der β-Strahlen dadurch charakterisiert ist, daß keine Zerstreuung der Teilchen beim Durchgang durch Materie eintritt. Genaue Messungen zeigten jedoch die Existenz einer geringen Zerstreuung, welche allerdings die Absorptionsgesetze in merklicher Weise nicht beeinflussen konnte.

Rutherford[1]) wurde zuerst durch photographische Messungen auf die Zerstreuung der α-Strahlen beim Durchgang durch Glimmer aufmerksam. Auch L. Meitner[2]) gelang durch Messungen von Ionisationsströmen der Nachweis, daß die α-Strahlen beim Durchgang durch Metallfolien eine Zerstreuung erleiden.

Eine Versuchsanordnung, die eine quantitative Bestimmung der Zerstreuung der α-Strahlen ermöglichte, ist vom Verfasser[3]) angegeben worden. Die Methode bestand im wesentlichen darin, daß durch Beobachtung der Szintillationen der Ablenkungswinkel der einzelnen α-Teilchen beim Durchgang durch Metallfolien direkt gemessen wurde. Ein etwa $1^1/_2$ Meter langes Glasrohr war an einem Ende durch einen Zinksulfidschirm abgeschlossen; am anderen Ende befand sich eine intensive Strahlenquelle von geringer Ausdehnung. Durch ein etwa in der Mitte des Rohres angebrachtes Diaphragma wurde ein Strahlenbündel von kreisförmigem Querschnitt ausgeblendet.

War keine Metallfolie in den Strahlengang eingeschaltet und das Rohr selbst völlig evakuiert, so waren die von den α-Teilchen des Strahlenbündels auf dem Schirm erzeugten Szintillationen auf eine etwa 1 mm² große Fläche beschränkt. Die Zahl der Szintillationen an dieser Stelle war so groß, daß die von ihnen bedeckte Fläche auch dem unbewaffneten Auge als heller Lichtpunkt erschien. Wurde nun eine Metallfolie, deren Bremswirkung einigen Millimetern Luft entsprach, in den Strahlengang eingeschaltet, so verschwand der helle Lichtpunkt vollständig. Das hatte seinen Grund ausschließlich darin, daß die Szintillationen infolge ihrer Zerstreuung nun über einen beträchtlich größeren Teil des Schirmes verteilt waren. Vermittelst eines längs einer Millimeterteilung verschiebbaren Mikroskops ließ sich erkennen, daß die Dichte der Szintillationen noch am größten in der Mitte (an der ursprünglichen Auftreffstelle) war und daß die Zahl ganz allmählich mit wachsendem Abstand vom Mittelpunkte abnahm.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 143, 1906.
2) Lise Meitner, diese Zeitschr. **8**, 489, 1907.
3) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 174, 1908; **83**, 492, 1910.

Die Bestimmung der Zahl der Szintillationen in verschiedenen Abständen vom Mittelpunkt ermöglichte die Berechnung der Wahrscheinlichkeit eines beliebigen Ablenkungswinkels des α-Teilchens beim Durchgang durch die eingeschaltete Metallfolie. Es ist klar, daß alle α-Teilchen, die in demselben Abstand r vom Mittelpunkt beobachtet wurden, auch annähernd um denselben Winkel beim Durchgang durch die Folie abgelenkt worden waren. Dieser Winkel ist angenähert gleich $\frac{r}{s}$, wenn man mit s den Abstand der Folie vom Schirm bezeichnet. Zählt man also im Abstand r von der Mitte n Szintillationen per mm² und Minute, so ist die Gesamtzahl aller α-Teilchen, die beim Durchgang durch die Folie um den Winkel $\frac{r}{s}$ abgelenkt wurden, gleich $2r\pi n$. Bestimmt man daher n in verschiedenen Abständen r von der Mitte und trägt dann die Werte von $2\pi r n$ als Funktion des Ablenkungswinkels $\frac{r}{s}$ auf, so erhält man eine Kurve, die gewisse Ähnlichkeit mit der Maxwellschen Verteilungskurve der Geschwindigkeiten der Gasmoleküle aufweist. Das Maximum der Kurve entspricht dem wahrscheinlichsten Winkel, um den ein α-Teilchen beim Durchgang durch die betreffende Folie abgelenkt wird. In allen Versuchen wurde die zerstreuende Wirkung einer Folie für α-Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit durch diesen wahrscheinlichsten Ablenkungswinkel gemessen.

Als Strahlenquelle diente die von Radium C ausgehende homogene α-Strahlung. Um eine möglichst intensive Quelle von geringer Ausdehnung zu erhalten, war eine besondere Anordnung nötig, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen werden kann.

Die Untersuchung führte im wesentlichen zu den folgenden Resultaten.

Der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel wächst für geringe Dicken des zerstreuenden Materials angenähert mit der Quadratwurzel der Schichtdicke, für größere Dicken jedoch rascher. Aus der Kurve, welche die Beziehung zwischen Schichtdicke und wahrscheinlichstem Ablenkungswinkel darstellt, findet man durch Extrapolation, daß der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel eines α-Teilchens beim Durchgang durch ein Atom Gold von der Größenordnung $^1/_{200}$ eines Grades ist.

Um die zerstreuende Wirkung verschiedener Metalle miteinander zu vergleichen, wurde als Zerstreuungskoeffizient der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel definiert, um den ein α-Teilchen beim Durchgang durch eine einem Zentimeter

Luft äquivalente Dicke abgelenkt wird. Diese Zerstreuungskoeffizienten sind, wie die folgende Tabelle zeigt, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht angenähert proportional.

Tabelle III.

Zerstreuende Wirkung verschiedener Metalle.

Metall	Atomgewicht A	Zerstreuungskoeffizient*) k	$\frac{k}{\sqrt{A}}$
Gold	197	$2{,}1^0$	0,150
Zinn	119	$1{,}5^0$	0,138
Silber	108	$1{,}5^0$	0,144
Kupfer . . .	64	$1{,}1^0$	0,138
Aluminium .	27	$0{,}6^0$	0,115

*) Identisch mit dem wahrscheinlichsten Ablenkungswinkel des α-Teilchens beim Durchgang durch eine Folie, deren Dicke einem Zentimeter Luft äquivalent ist.

Von besonderem Interesse ist der Vergleich von Metallschichten von solcher Dicke, daß sie pro cm² je eine gleiche Zahl von Atomen enthalten. Die obige Tabelle läßt sich leicht in diesem Sinne umrechnen, da durch die Versuche von Bragg und Kleeman (§ 8) bekannt ist, daß die Zahlen der in äquivalenten Schichten verschiedener Metalle vorhandenen Atome sich umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Atomgewichten verhalten. Es ergibt sich dann, daß der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel des α-Teilchens beim Durchgang durch ein Atom dem Gewicht desselben proportional ist.

Weitere Versuche bezogen sich auf die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Ablenkungswinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen. Es war zu erwarten, und wurde durch die Versuche bestätigt, daß mit abnehmender Geschwindigkeit der α-Strahlen die Zerstreuung rasch zunimmt. In erster Annäherung ist der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel umgekehrt proportional der dritten Potenz der Geschwindigkeit. Dieses rasche Anwachsen des Zerstreuungskoeffizienten mit abnehmender Geschwindigkeit deutet wohl darauf hin, daß die Zerstreuung bei der anscheinend plötzlichen Hemmung der α-Strahlen am Ende ihrer Reichweite eine wichtige Rolle spielt.

An dieser Stelle möge darauf hingewiesen werden, daß Riecke[1]) in der bereits erwähnten Arbeit die Wechselwirkung zwischen α-Teilchen und Gasmolekül eingehend untersucht hat. Riecke geht aus von den Gesetzen des Stoßes und der Zentralbewegung und nimmt an, daß das neutrale Gasmolekül vermöge eines mit ihm festverbundenen Dipols auf das α-Teilchen wirke. Dieser Dipol drehe sich stets mit seinem negativen Pole dem sich nähernden α-Teilchen zu. Es wird gezeigt, daß unter dieser Voraussetzung der Winkel, um den das α-Teilchen aus seiner Bahn abgelenkt wird, sehr klein ist, selbst wenn der Abstand der ursprünglichen Bahnlinie des α-Teilchens im Vergleich mit dem Molekülhalbmesser sehr klein ist. Die von Riecke entwickelte Vorstellung des Absorptionsmechanismus der α-Strahlen führt also zu einem Resultate, das mit den experimentellen Befunden im Einklang steht.

In naher Beziehung zur Zerstreuung der α-Strahlen steht die diffuse Reflexion, die diese Strahlen erleiden, wenn sie auf Metalle auftreffen. Das Vorhandensein einer derartigen Reflexion wurde zuerst von Geiger und Marsden[1]) nachgewiesen. Der Effekt ist allerdings gering, da, wie Zählversuche nach der Szintillationsmethode zeigten, von etwa 8000 auf ein Platinblech nahezu rechtwinklig auffallenden α-Teilchen nur eines reflektiert wird, während die andern absorbiert werden. Das Reflexionsvermögen verschiedener Metalle wächst mit deren Atomgewicht. Gold reflektiert ungefähr zwanzigmal so viele α-Teilchen als Aluminium.

Die Reflexion selbst ist ein Volumeneffekt, jedoch auf eine relativ dünne Schicht beschränkt. Eine Goldschicht, deren Dicke 5 mm Luft entspricht, gibt bereits nahezu den Maximalbetrag der Reflexion. Es ist immerhin überraschend, namentlich in Anbetracht der hohen Geschwindigkeit und Masse der α-Teilchen, daß innerhalb einer so dünnen Schicht einzelne α-Teilchen um einen Winkel von 90° und mehr abgelenkt werden können.

Daß beim Auftreffen von α-Strahlen auf Metalle eine Sekundärstrahlung ausgelöst wird, die aus negativ geladenen Teilchen von relativ geringer Geschwindigkeit besteht, hat Logeman[2]) eindeutig nachgewiesen. Lattès[3]) zeigte, daß diesen Strahlen kein merkliches Ionisierungsvermögen zukommt und daß sie photographisch nicht wirksam sind. Nach Mc. Lennan[4]) ist die Sekundärstrahlung proportional der Intensität der Primärstrahlung, ist aber verschieden für verschiedene Metalle.

Die gleichzeitig mit den α-Strahlen von Polonium und anderen Substanzen ausgehenden sogenannten δ-Strahlen, sind wohl nicht als eine Sekundärstrahlung anzusehen. Ihr Ursprung liegt nach Mc. Lennan in der aktiven Substanz selbst.

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. **27**, 797, 1908.

1) H. Geiger u. E. Marsden, Proc. Roy. Soc. A. **82**, 495, 1909.

2) W. H. Logeman, Proc. Roy. Soc. A. **78**, 212, 1906; siehe auch: P. Moulin, Le Radium **4**, 352, 1907 und W. Duane, C. R. **146**, 1088, 1908.

3) Ch. Lattès, Le Radium **6**, 97, 1908.

4) J. C. Mc. Lennan, diese Zeitschr. **10**, 776, 1909.

§ 11. Phosphoreszenzerscheinungen.

Der Charakter der durch α-Strahlen erregten Phosphoreszenz unterscheidet sich wesentlich von der Phosphoreszenz, die unter der Einwirkung von Licht ausgelöst wird. Während nämlich unter dem Einfluß des Lichtes ein gleichmäßiges Leuchten des phosphoreszierenden Körpers eintritt, kommt bei der Einwirkung der α-Strahlen deutlich die korpuskulare Natur dieser Strahlen zum Ausdruck. Wie zuerst von Crookes[1]) und unabhängig kurz darauf von Elster und Geitel[2]) beobachtet wurde, zeigen sich, wenn α-Strahlen auf kristallinisches Zinksulfid auffallen, kurzdauernde Lichtblitze (Szintillationen) an den Stellen, die von den α-Strahlen getroffen werden. Willemit, Kalium- und Bariumplatinzyanür und Diamant zeigen ebenfalls Szintillationen, doch ist ihre Helligkeit viel geringer als bei Zinksulfid[3]).

Es ist eine Frage von großem Interesse, ob die Zahl der auf Zinksulfidkristallen beobachtbaren Szintillationen der Zahl der auffallenden α-Teilchen entspricht. In der Absicht, diese Frage zu entscheiden, wurden zuerst von Regener[4]) direkte mikroskopische Zählungen von Szintillationen durchgeführt. Die von einem schwachen Poloniumpräparat ausgehenden α-Strahlen fielen auf einen etwa 1 cm entfernten Zinksulfidschirm. Dieser Schirm bestand aus einer dünnen Schicht gepulverten Zinksulfids, das möglichst gleichmäßig auf einer Glasplatte aufgetragen war. Ein geeignetes Mikroskop war auf die Schirmoberfläche scharf eingestellt; dieses ermöglichte eine genaue Zählung der Szintillationen, die auf dem durch die Okularblende begrenzten Teil des Schirmes auftraten. Aus der Zahl der beobachteten Szintillationen konnte die Gesamtzahl der von dem Präparat in der Zeiteinheit ausgesandten α-Teilchen berechnet werden unter der Annahme, daß wirklich jedes α-Teilchen beim Auftreffen auf den Schirm eine Szintillation hervorruft. Andererseits konnte diese Zahl durch Messung des Ionisationsstromes unter Zugrundelegung des Rutherfordschen Wertes für die von einem α-Teilchen erzeugten Ionen angenähert berechnet werden.

Der Vergleich beider Werte führte zu dem Resultate, daß die Zahl der auf einem geeigneten Zinksulfidschirm auftretenden Szintillationen nur wenig von der Zahl der tatsächlich auftreffenden α-Teilchen abweicht. Da also nahezu jedes auftreffende α-Teilchen eine Szintillation erzeugt, so bot sich dadurch eine neue Untersuchungsmethode für das Verhalten der α-Strahlen unter verschiedenen Bedingungen. Die Methode hat sich auch bereits in vielen Fällen als recht brauchbar erwiesen und zu interessanten Resultaten geführt.

In der bereits besprochenen Arbeit von Rutherford und Geiger (§ 2) wurde nach einer elektrischen Methode die Zahl der pro Gramm und Sekunde vom Radium ausgesandten α-Teilchen bestimmt. Da dieser Bestimmungsmethode eine beträchtlich größere Genauigkeit zukommt als den früheren Berechnungen, so erschien ein Vergleich mit der Zahl der erzeugten Szintillationen von Interesse. Gezählt wurden — bei den elektrischen wie bei den Szintillationsversuchen — die vom aktiven Niederschlag der Radiumemanation [*RaC*] ausgesandten α-Teilchen und es ergab sich eine Übereinstimmung bis auf wenige Prozente. Es bietet somit die Zählung von Szintillationen auch ein einfaches Mittel zur quantitativen Bestimmung von α-Strahlenaktivitäten.

Die Methode der direkten Zählung der Szintillationen hat durch eine neuere Untersuchung von Regener[1]) eine wesentliche Verbesserung erfahren, die namentlich bei quantitativen Messungen von großer Bedeutung ist. Verwendet man nämlich Zinksulfidschirme, d. h. Kristallpulver, das in dünner Schicht mittels eines Klebstoffes auf einer Glasplatte aufgetragen ist zur Beobachtung der Szintillationen, so ist zu befürchten, daß einzelne α-Teilchen in die Zwischenräume zwischen die Kristalle fallen und so keine Lichtpunkte hervorrufen. Andererseits darf man, um die nötige Durchsichtigkeit des Schirmes zu wahren, das Pulver nicht zu dicht auftragen.

Die hierdurch bedingte Unsicherheit schaltet Regener durch folgende Anordnung aus. Aus einem Diamantsplitter wurde ein Dünnschliff verfertigt und dieser auf dem Objektivtisch eines stark vergrößernden Mikroskops befestigt. Die Szintillationen auf der polierten Oberfläche des Diamanten zeigten eine viel größere Gleichmäßigkeit in ihrer Helligkeit als auf dem früher verwendeten Zinksulfidschirm. Es konnten daher die Zählungen mit viel größerer Genauigkeit und Sicherheit durchgeführt werden.

Die eben beschriebene Versuchsanordnung wurde von E. Regener bei Versuchen verwendet, die eine Bestimmung der Ladung der α-Teilchen von Polonium und des elektrischen Elementarquantums zum Ziele hatten.

Die Übereinstimmung des von Regener für die Ladung der α-Teilchen gefundenen Werts [$9{,}58 \times 10^{-10}$ E.-S. Einh.] mit dem von

1) W. Crookes, Proc. Roy. Soc. A. **71**, 405, 1903.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **4**, 439, 1903.
3) F. H. Glew, Arch. Roentgen Ray, June 1904.
4) E. Regener, Verhandlg. d. D. phys. Ges. **10**, 78, 1908.

1) E. Regener, Sitzungsber. d. k. preußischen Akad. d. Wissenschaften **38**, 948, 1909.

Rutherford und Geiger früher auf elektrischem Weg gefundenen [$9{,}3 \times 10^{-10}$ E.-S. Einh.] ist eine weitere Bestätigung dafür, daß jedes einzelne α-Teilchen beim Auftreffen auf einer geeigneten Phosphoreszenzfläche sich durch eine Szintillation sichtbar macht.

Marsden[1]) hat neuerdings untersucht, in welcher Weise die Szintillationsfähigkeit eines Zinksulfidschirmes beeinflußt wird, wenn er für längere Zeit einer intensiven α-Strahlenquelle exponiert wird. Zunächst wurden die durch ein schwaches Poloniumpräparat auf einem Zinksulfidschirm erzeugten Szintillationen gezählt, dann wurde der Schirm einer intensiven α-Strahlung ausgesetzt. Nach Beendigung dieser Exposition wurde das Polonium wieder an dieselbe Stelle wie vorher gebracht und die Zahl der erzeugten Szintillationen beobachtet. Die Helligkeit der einzelnen Szintillationen hatte merklich abgenommen, gleichzeitig war auch die Zahl der beobachteten Szintillationen etwas geringer. Wahrscheinlich war aber die Verringerung ber Zahl nur durch die Helligkeitsabnahme dedingt, indem einzelne deswegen der Beobachtung entgingen.

Eine Reihe von Messungen erstreckte sich auf die Abnahme der Helligkeit phosphoreszierender Körper (Zinksulfid, Willemit, Bariumplatinzyanür), wenn sich diese ständig im Kontakt mit Radiumemanation befanden. Zu diesem Zweck wurde die Emanation in Glasröhrchen eingeschlossen, deren Innenwände mit der phosphoreszierenden Substanz überzogen waren. In allen Fällen zeigte es sich, daß die photometrisch gemessene Helligkeit des Röhrchens rascher abnahm als die Aktivität der Radiumemanation. Die Geschwindigkeit der Abnahme hing von der Natur der phosphoreszierenden Substanz und der Menge der eingeschlossenen Radiumemanation ab. Da die Substanzen unter dem Einfluß der Emanation ihre Farbe veränderten und auch für Licht weniger empfindlich wurden, so spielten wohl chemische Vorgänge bei diesen Erscheinungen eine Rolle.

Im Anschluß an die Arbeit von Marsden hat Rutherford[2]) die Abklingung der durch α-Strahlen erregten Phosphoreszenz theoretisch untersucht. Die Berechnungen gehen aus von der Annahme, daß in der phosphoreszierenden Substanz „aktive Zentren" gleichmäßig verteilt sind, welche unter Aussendung von Licht dissoziieren, wenn sie von einem α-Teilchen getroffen werden. Durch die Dissoziation verliert jedes Zentrum seine Phosphoreszenzfähigkeit; es ist nicht mehr wirksam, wenn es ein zweites Mal von einem α-Teilchen getroffen wird. Da jedoch jedes einzelne α-Teilchen wohl auf mehrere Tausend dieser aktiven Zentren auftrifft, bevor es völlig absorbiert ist, so wird sich die Zahl der Szintillationen kaum ändern, auch wenn die Kristalle lange der Einwirkung der α-Strahlen ausgesetzt waren; nur die Helligkeit der einzelnen Szintillationen wird, entsprechend der Abnahme der aktiven Zentren, geringer werden. Dies steht in Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten Marsdens.

Auch die auf Grund der eben entwickelten Vorstellung berechnete Abklingung des Phosphoreszenzlichtes führte zu einer befriedigenden Übereinstimmung mit den experimentellen Kurven.

Die α-Strahlen vermögen auch Gase zum schwachen Leuchten zu erregen[1]). So ist das sogenannte Eigenlicht von Radiumpräparaten wenigstens zum Teil der Einwirkung der α-Strahlen auf das umgebende Gas zuzuschreiben. Himstedt und Meyer[2]) wiesen zuerst darauf hin, daß das Gas selbst in größerem Abstand von dem Präparat leuchtet, und auch Walter und Pohl[3]) beobachteten Lichtemission der Luft in Entfernungen von mehr als 2 cm von den Radiumkristallen. Die Lichtemission zeigte sich auch dann noch, wenn das Präparat mit einem für die α-Strahlen durchlässigen Aluminiumschirm bedeckt war.

Auch bei Beobachtung eines starken Poloniumpräparates vermochten Stark und Giesel[4]) die Luft in der Umgebung des Präparates leuchten zu sehen, und zwar erstreckte sich die Leuchtwirkung auf einen kugelförmig das Präparat umgebenden Raum. Durch photographische Aufnahme des leuchtenden Luftsphäroids konnten Stark und Giesel feststellen, daß die Fähigkeit der α-Strahlen, die Luft zum Leuchten zu erregen, sich ebensoweit wie ihre ionisierende Wirkung (Reichweite) erstreckt.

Die durch die α-Strahlen erzeugte Lichtemission der Gase ist auch vielfach spektroskopisch untersucht worden. Sir William und Lady Huggins[5]) konnten in Luft zuerst das Bandenspektrum des Stickstoffs nachweisen, ein Resultat, das mehrfach bestätigt wurde. In anderen Gasen sind bis jetzt infolge der geringen Intensität nur wenige positive Resultate erhalten worden. Stark und Giesel (l. c.) zeigten, daß die α-Strahlen beim Durchgang durch Helium

1) E. Marsden, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 548, 1910.
2) E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 561, 1910.

1) Über die Lichtemission von Gasen vor radioaktiven Substanzen hat R. Pohl einen eingehenden Bericht veröffentlicht. Siehe Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **4**, 100, 1907.
2) F. Himstedt u. G. Meyer, diese Zeitschr. **8**, 688, 1905 und **7**, 762, 1906.
3) B. Walter u. R. Pohl, Ann. d. Phys. **18**, 406, 1905.
4) J. Stark u. F. Giesel, diese Zeitschr. **8**, 580, 1907.
5) Sir William u. Lady Huggins, Proc. Roy. Soc. A. **72**, 192 u. 409, 1903.

die Emission des Linienspektrums dieses Gases bewirken.

§ 12. Photographische Wirksamkeit der α-Strahlen.

Wie Rutherford[1]) gezeigt hat, erlischt die photographische Wirksamkeit der α-Strahlen, wenn der Abstand der Platte von der Strahlenquelle der Reichweite der α-Strahlen entspricht. Es verhält sich also die photographische Wirksamkeit ebenso wie die Fähigkeit dieser Strahlen, Fluoreszenz und Ionisation zu erzeugen. Rutherford hat die Hypothese aufgestellt, daß auch photographische und fluoreszierende Wirkung der α-Strahlen auf eine Ionisation der Moleküle innerhalb der photographischen Platte bezw. fluoreszierenden Substanz zurückzuführen sei.

Die Gesetze, welche für die photographische Wirkung der α-Strahlen gelten, sind durch die Untersuchungen von Kinoshita[2]) klargelegt worden. Seine Versuche erstreckten sich zunächst auf die photographische Wirksamkeit der α-Strahlen an verschiedenen Punkten ihrer Bahn. Diese Frage hat besonderes Interesse im Hinblick auf die Tatsache, daß die ionisierende Wirkung dieser Strahlen mit abnehmender Reichweite bezw. Geschwindigkeit zunimmt.

Als Strahlenquelle wurde in jedem Falle die homogene α-Strahlung des Radium *C* verwendet. Der aktive Draht und die photographische Platte befanden sich in einem evakuierten Gefäß; die β-Strahlen wurden durch ein magnetisches Feld unwirksam gemacht. Um den photographischen Effekt an verschiedenen Punkten der Bahn des α-Teilchens zu bestimmen, wurde die Reichweite durch Einschalten von Aluminiumfolien in verschiedener Zahl variiert. Die Schwärzung der Platte wurde in jedem Falle photometrisch genau ermittelt. Die Schwärzung ist allerdings [illegible] dann ein direktes Maß für die photographische Wirksamkeit der α-Strahlen an der betreffenden Stelle ihrer Bahn, wenn die Bremswirkung der photographischen Schicht selbst sehr klein ist. In Wirklichkeit entsprach die Schichtdicke der beiden verwendeten Plattensorten 1,4 bezw. 2,5 cm Luft. Die photographische Platte integrierte also den Effekt über 1,4 bezw. 2,5 cm der Reichweite. Die Reduktion auf unendlich dünne Schichtdicke konnte jedoch genau ausgeführt werden und führte auch bei beiden Plattensorten zum selben Resultate. Diese und ähnliche Versuche zeigten, daß die photographische Wirkung der α-Strahlen an allen Punkten ihrer Bahn konstant ist und erst gegen das Ende der Reichweite (von etwa 6,7 cm an) rasch abfällt.

Es eröffnet sich nun die Frage, warum photographische und ionisierende Wirkung der α-Strahlen nicht parallel miteinander gehen. Im ersten Falle haben wir Konstanz des Effektes über die ganze Bahn, im zweiten das starke Anwachsen des Effektes gegen das Ende der Reichweite. Bevor wir die von Kinoshita gegebene Erklärung besprechen, erscheint es zweckmäßig, auf einige weitere Versuche näher einzugehen.

Diese Versuche bezogen sich auf die Schwärzung der photographischen Platte als Funktion der Zahl der auffallenden α-Teilchen. Zunächst konnte festgestellt werden, daß die Schwärzung nur abhängt von der Gesamtzahl *N* von α-Teilchen, die während der Expositionszeit auf die Platte fallen, also unabhängig ist von der Intensität der Strahlung. Es werden also gleiche Schwärzungen hervorgerufen, wenn die Expositionszeiten in umgekehrtem Verhältnis zu den Aktivitäten der Präparate stehen. Diese Beziehung ist bekanntlich bei Exposition einer photographischen Platte durch Lichtstrahlen nicht erfüllt.

Die Beziehung zwischen Schwärzung *D* der Platte und Zahl der α-Teilchen *N* ließ sich durch die folgende Gleichung, die theoretisch unter einfachen Voraussetzungen abgeleitet werden konnte, mit großer Annäherung darstellen durch:

$$D = D_{\max}\,(1 - e^{-cN})$$

c und $D_{\max}$ sind Konstanten, die von der verwendeten Plattensorte abhängen. Die größte erreichbare Schwärzung der Platte ergab sich, wenn die Zahl der α-Teilchen pro cm² der Platte von der Größenordnung 4×10^8 war. Die geringste Zahl α-Teilchen, die gerade noch einen dem bloßen Auge sichtbaren Effekt hervorbrachte, war 10^5 bezw. $1{,}5 \times 10^5$ per cm² für die beiden Plattensorten.

Weiterhin wurde untersucht, wieviel α-Teilchen ein Silberhaloidkorn treffen müssen, um es entwicklungsfähig zu machen. Es wurden die Silberkörner einer entwickelten Platte, die den α-Strahlen ausgesetzt war, mikroskopisch gezählt und diese Zahl mit der Zahl der α-Teilchen verglichen. Derartige mehrfach variierte Versuche führten zu dem Schluß, daß ein Haloidkorn entwickelbar wird, wenn es nur von einem einzigen α-Teilchen getroffen wird. Beispielsweise wurde für die Zahl der Silberkörner pro cm² des entwickelten Films $10{,}5 \times 10^6$ gefunden, während die Zahl der α-Teilchen, denen die Platte exponiert war, $11{,}6 \times 10^6$ pro cm² betrug. Selbstverständlich spielt bei derartigen Versuchen die Verteilung der Silberhaloidkörner in der lichtempfindlichen Schicht

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **10**, 172, 1905.
2) S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 432, 1910.

eine große Rolle. Bei dem speziellen zur Verwendung gelangenden Film war jedoch die Verteilung eine derartige, daß nur ein geringer Prozentsatz der α-Strahlen den Film durchsetzen konnte, ohne ein Korn getroffen zu haben. Ebenso war es unwahrscheinlich, daß ein und dasselbe α-Teilchen auf zwei oder mehrere Haloidkörner auftreffen konnte.

Auf Grund dieser Resultate gibt Kinoshita folgendes Bild von der Art und Weise, in welcher die α-Strahlen auf die photographische Platte einwirken. Da die Absorption der α-Strahlen in einem Gas unter gleichzeitiger Erzeugung von Ionen erfolgt, so erschien die Annahme gerechtfertigt, daß die Absorption in einem festen Körper ebenfalls unter Erzeugung von Ionen in ähnlicher Weise verläuft. Während aber in einem Gas die Ionen durch Rekombination wieder verschwinden, wird die Ionisation der Silberhaloidkörner der photographischen Schicht nicht durch einen der Rekombination ähnlichen Vorgang nachträglich neutralisiert. Das Haloidkorn, dessen Moleküle teilweise ionisiert sind, ist aber jetzt entwickelbar und zwar erreicht die Größe des Silberkorns bei längerer Entwicklung einen Grenzwert, der zwar mit der verwendeten Plattensorte sich ändert, sonst aber unabhängig ist von der Zahl der α-Teilchen, die das Haloidkorn ursprünglich getroffen hatten, also auch unabhängig von der Zahl der in ihm ionisierten Moleküle. Nimmt man also an, daß ein α-Teilchen nacheinander n Haloidkörner zentral durchdringe, so wird zwar die in jedem Korn erzeugte Zahl von Ionen verschieden sein und wahrscheinlich wachsen mit abnehmender Geschwindigkeit des α-Teilchens, bei der Entwicklung wird aber jedes von einem α-Teilchen getroffene Haloidkorn völlig reduziert werden, unabhängig von der Zahl der in ihm ionisierten Moleküle. Aus diesem Grunde ist die photographische Wirkung an allen Punkten der Bahn eines α-Teilchens konstant.

§ 13. Zahl der beim Zerfall eines Atoms ausgesandten α-Teilchen.

Die Kenntnis der Zahl der α-Teilchen, die beim Zerfall eines einzelnen radioaktiven Atoms ausgesandt werden, ist für die Theorie der radioaktiven Erscheinungen von hohem Interesse. Namentlich spielt diese Frage bei der Berechnung der Atomgewichte sukzessiver Substanzen eine wichtige Rolle. Da das Atomgewicht des Radiums 226,4 und das des α-Teilchens sehr nahe gleich 4 ist, berechnet sich für die Radiumemanation das Atomgewicht zu 222,4, vorausgesetzt, daß das Radiumatom beim Zerfall nur ein einziges α-Teilchen aussendet. In ähnlicher Weise wird man unter Berücksichtigung der fünf Transformationen, die unter α-Strahlung vor sich gehen, auf ein Atomgewicht 206,4 für das Endprodukt der Radiumreihe geführt. Das hat zu der Annahme geführt, daß Blei das Endprodukt der Radiumreihe sei, und bekanntlich hat diese Vermutung durch die Arbeiten von Boltwood eine wesentliche Stütze erfahren.

Daß jedoch die Verhältnisse nicht immer ganz einfach liegen, zeigt sich schon in der Uraniumreihe. Das Uran vom Atomgewicht 238,5 verwandelt sich nach Durchgang durch mehrere Zwischensubstanzen in das Radium vom Gewicht 226,4. Die beiden Atomgewichte unterscheiden sich um 12, was 3 α-Teilchen entsprechen würde. Nun sind aber nur zwei Transformationen bekannt, die unter α-Strahlung vor sich gehen, nämlich Uran selbst und Ionium. Boltwood[1]) hat jedoch durch Messungen der α-Strahlenaktivität des Urans und Radiums in Mineralien, die beide Substanzen im Gleichgewicht enthielten, gefunden, daß die Aktivität des Urans nahe doppelt so groß ist, wie die des Radiums. Da dieser Unterschied durch die verschiedene Reichweite der Strahlen nicht erklärt werden kann, so muß ein Uranatom zweimal so viele α-Teilchen beim Zerfall aussenden als ein Radiumatom. Selbstverständlich würde ein bis jetzt noch nicht bekanntes Zwischenprodukt, das α-Strahlen aussendet und chemisch mit Uran geht, ebenfalls den Unterschied erklären. In jedem Falle aber kommt das Atomgewicht des Urans in gute Übereinstimmung mit dem des Radiums.

Ähnliche vergleichende Messungen der α-Strahlenaktivität, wie sie Boltwood für die Uran-Radiumreihe ausgeführt hat, hat Bronson[2]) für einige Produkte der Aktinium- und Thoriumreihe unternommen. Es wurde jedesmal die Aktivität der Emanation im Gleichgewicht mit dem aktiven Niederschlag verglichen mit der Aktivität des Niederschlags allein. Diese Versuche führten zu dem folgenden Resultat: Ein Atom der Aktiniumemanation sendet zweimal so viele α-Teilchen beim Zerfall aus als ein Atom des aktiven Niederschlags. Ferner: ein Atom der Thoriumemanation sendet viermal so viel α-Teilchen aus als ein Atom von *Th B* oder *Th C*, welche den aktiven Niederschlag bilden.

Diese Resultate wurden von Geiger und Marsden[3]) durch direkte Zählversuche nach der Szintillationsmethode bestätigt.

Man hat jedoch zu beachten, daß die Aktivitätsmessungen und ebenso die Szintillations-

1) B. B. Boltwood, Sill. Am. Journ. **25**, 269, 1908.
2) H. L. Bronson, Phil. Mag. **16**, 291, 1908.
3) H. Geiger u. E. Marsden, diese Zeitschr. **11**, 7, 1910.

versuche nur ein relatives Maß der ausgesandten α-Teilchen geben. Über die absolute Zahl erhält man durch derartige Messungen keinen Aufschluß. Außerdem muß auch hier nochmals erwähnt werden, daß die bei der Aktinium- und Thoriumemanation beobachteten Abweichungen möglicherweise der Existenz von noch nicht bekannten Zwischengliedern zuzuschreiben sind.

In der bereits zitierten Arbeit haben Geiger und Marsden eine Versuchsanordnung beschrieben, die eine direkte Beobachtung der Zahl der beim Zerfall eines Atoms ausgesandten α-Teilchen ermöglicht. S_1 und S_2 der nachstehenden Fig. 6 bezeichnen zwei Zinksulfidschirme,

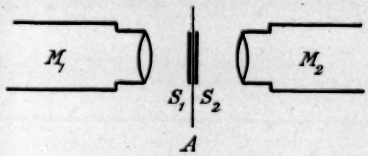


Fig. 6.

die parallel zueinander in einem äußerst geringen Abstand voneinander befestigt waren. Befindet sich zwischen den beiden Schirmen ein radioaktiver Stoff, so wird jedes davon ausgesandte α-Teilchen auf den einen oder andern der beiden Schirme auftreffen und dort eine Szintillation erregen. Zur Beobachtung der Szintillationen waren zwei Mikroskope M_1 und M_2, derartig auf die Schirme eingestellt, daß in beiden genau gegenüberliegende Teile von S_1 und S_2 sichtbar waren. Zwischen den beiden Schirmen befand sich der aktive Stoff, außerdem war noch eine Aluminiumfolie A eingeschaltet. Diese wurde von den α-Strahlen leicht durchdrungen, sie verhinderte aber, daß Szintillationen, die etwa auf dem Schirm S_1 auftraten, auch im Mikroskop M_2 sichtbar waren und umgekehrt.

Es war stets dafür Sorge getragen, daß die Aktivität des zwischen den beiden Schirmen befindlichen Stoffes äußerst schwach war, so daß im Mittel nur etwa 1—4 Szintillationen pro Minute an einem Schirm sichtbar waren. Unter dieser Voraussetzung war die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen zeitlichen Zusammentreffens zweier oder mehrerer Szintillationen äußerst gering. In der Tat wurden auch bei Radiumemanation und deren aktiven Niederschlag nur äußerst selten gleichzeitig auftretende Szintillationen beobachtet. Dies beweist, daß diese Substanzen beim Zerfall nur ein α-Teilchen pro Atom aussenden.

Bei der Beobachtung der α-Strahlen der Aktiniumemanation zeigte sich eine andere Erscheinung. Es traten häufig zwei Szintillationen gleichzeitig, aber doch deutlich getrennt, an demselben Schirm auf, und noch häufiger zeigte es sich, daß, wenn an einem Schirm eine Szintillation beobachtet wurde, gleichzeitig auch an dem andern Schirm eine Szintillation auftrat. Auch konnte festgestellt werden, daß diese Doppelszintillationen nahezu ausnahmslos an solchen Stellen von S_1 und S_2 auftraten, die einander genau gegenüberlagen. Bei verschiedenen Versuchen mit Aktiniumemanation traten bis zu 66 Proz. der beobachteten Szintillationen in Paaren auf. In Anbetracht der Tatsache, daß sicher ein beträchtlicher Teil der einzeln beobachteten Szintillationen dem sich rasch bildenden aktiven Niederschlag zuzuschreiben war, ist der Schluß wohl berechtigt, daß jedes Atom der Aktiniumemanation beim Zerfall zwei α-Teilchen aussendet.

Bei Versuchen mit Thoriumemanation ergab sich, daß nicht vier α-Teilchen zu gleicher Zeit ausgesandt werden, wie man nach den Aktivitätsmessungen hätte erwarten sollen. Es zeigten sich vielmehr Szintillationen in rascher Aufeinanderfolge an benachbarten Stellen des Gesichtsfeldes, was auf die Anwesenheit von rasch zerfallenden Produkten schließen ließ. Das Zeitintervall, durch das die beiden Szintillationen voneinander getrennt waren, schwankte zwischen einer nicht schätzbar kurzen Zeit und etwa einer halben Sekunde. Zur völligen Klarlegung der Verhältnisse bei der Thoriumemanation sind noch weitere Versuche nötig.

Manchester, Mai 1910.

(Eingegangen 16. Juni 1910.)

BESPRECHUNGEN.

H. Thurn, Die Seekabel, unter besonderer Berücksichtigung der deutschen Seekabeltelegraphie. 8. 288 S. mit 1 Weltkabelkarte und 105 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1909. M. 8.—, gebunden M. 9.—

Verf. hat sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, aus der bereits beträchtlichen Kabelliteratur das Interessanteste und Wissenswerteste in vorliegendem Buche „für den großen Kreis der allgemein gebildeten Leser" zusammenzustellen. Der erste, technische, Teil des Buches enthält nach einer kurzen Theorie der Kabeltelegraphie eine Beschreibung der dabei verwen-

deten Apparate, der Herstellung der Kabel, der Einrichtung der Kabelschiffe. Sehr anschaulich, durch zahlreiche Bilder unterstützt, werden die Arbeiten beim Verlegen der Kabel und Instandsetzen beschädigter Kabel geschildert. In den folgenden Kapiteln, die einen Überblick geben über die Entwicklung des Weltkabelnetzes, besonders der deutschen Linien, über ihre Bedeutung in handelswirtschaftlicher, verkehrspolitischer und strategischer Beziehung, wie auch über ihren Wettbewerb mit der drahtlosen Telegraphie, tritt der Verfasser lebhaft ein für die weitere Entwicklung der deutschen Linien; er betont die große Wichtigkeit des Besitzes eigener Linien und die Einschränkung des englischen Monopols.

Den Schluß des Buches bildet eine ausführliche Zusammenstellung der für dieses Gebiet einschlägigen Literatur. Das Buch ist sehr geeignet, das Interesse für dieses Verkehrsmittel zu erhöhen, so daß ihm auch in nationalem Interesse ein Erfolg zu wünschen ist.

M. Reich.

Berichtigung.

Zur Arbeit von E. v. Schweidler, Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen. II., diese Zeitschr. 11, 614, 1910:

Es muß heißen:

Seite 615, Spalte 2, Zeile 6 v. o.: $\overline{Z}$ statt Z,

„ 615, „ 2, „ 25 v. o.: Δ_2^2 statt Δ_2.

Tagesereignisse.

Internationaler Kongreß für Radiologie und Elektrizität

unter dem Patronat S. M. des Königs der Belgier und der Regierung,

Brüssel, 13.—15. September 1910.

Es wird zur Kenntnis der Interessenten gebracht, daß das Organisationskomitee beschlossen hat, die Zusammenfassung der verschiedenen vorgelegten Mitteilungen vor dem Kongreß drucken zu lassen. Die Verfasser, welche diese vorläufige Publikation wünschen, werden deshalb gebeten, den Text ihrer Mitteilungen dem Generalsekretariat zusenden zu wollen. Der Sitz des Generalsekretariats ist bis zum Kongreß in Ostende, Rue Wellington, No. 28.

Nur baldigst aufgegebene Sendungen können Aufnahme finden.

Der Umfang der einzelnen Zusammenfassung darf mit Einschluß von Figuren und Tabellen 600 Wörter nicht überschreiten.

Die Manuskripte müssen sehr leserlich geschrieben sein, am liebsten mit Maschinenschrift, und auf nur einseitig beschriebenen Blättern. Figuren und Tabellen müssen möglichst deutlich und auf besonderen Blättern ausgeführt sein.

Sonderabdrucke sind zum Preise von 10 Franken für 100 Stück erhältlich. Diesbezügliche Wünsche sind zugleich mit den Manuskripten an das Generalsekretariat zu richten.

Dieser Druck einer kurzen Zusammenfassung vor dem Kongreß erfolgt unabhängig von der Publikation der Mitteilungen in extenso nach dem Kongreß.

Das Organisationskomitee bittet die verehrl. Mitglieder dringend um gefällige Mitteilung darüber, ob sie dem Kongreß beizuwohnen und ihre Mitteilungen in der Sitzung persönlich vorzulegen gedenken. Das Organisationskomitee beehrt sich, in Erinnerung zu bringen, daß alle, die sich im voraus Wohnung zu sichern wünschen, gebeten werden, an das „Bureau Officiel des Logements, Place de la Bourse, Bruxelles" zu schreiben. Dieses Bureau ist von der Gemeindeverwaltung eingerichtet.

Ferner ist noch mitzuteilen, daß beabsichtigt ist, in einer gemeinsamen Sitzung der physikalischen und der medizinischen Gruppe die in letzter Zeit zu allgemeiner Bedeutung gelangte Frage einer Maßeinheit radioaktiver Strahlungen, sowie der Methoden zu ihrer experimentellen Bestimmung international zu regeln. An Stelle des erkrankten Herrn Prof. Dr. Albers-Schönberg hat Herr Dr. Loewenthal-Braunschweig das Sekretariat der medizinischen Gruppe in Deutschland übernommen, der von jetzt ab also die Anmeldung zur Teilnahme, sowie von Vorträgen für die medizinische Sektion übernimmt; von dem Komitee ist ferner Herr Geh. Med.-Rat Prof. His-Berlin als weiteres Mitglied kooptiert worden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Der Professor der Landesoberrealschule Dr. Gustav Knöpfer an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn für anorganische Chemie, Dr. G. Angenheister an der Universität Göttingen für Geophysik, Dr. Alexander Bruckmann an der Technischen Hochschule Hannover für Elektrotechnik.

Ernannt: Der Assistant-Professor am University College London E. C. C. Baly zum Professor der Chemie an der Universität Liverpool, der Physiker Dr. Wilhelm Starck zum Kaiserlichen Regierungsrat und Mitglied des Patentamts in Berlin.

Auszeichnungen: Frau Curie in Paris für die Entdeckung des Radiums die Albertmedaille der Royal Society of Arts, Professor Ernest Rutherford in Manchester von der Columbia-Universität (Newyork) die Barnardmedaille für seine Forschungen auf physikalischem Gebiete, Professor Dr. A. Raps, Direktor der Akt.-Ges. Siemens & Halske, Wernerwerk, Berlin-Nonnendamm, wurde von der Technischen Hochschule Danzig zum Ehren-Doktoringenieur ernannt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für angewandte medizinische Chemie an der Universität Innsbruck Dr. W. F. Löbisch.

Gestorben: Der ehemalige ord. Professor der Astronomie an der Universität Breslau Geheimrat Dr. Johann Gottfried Galle, im 99. Lebensjahre, der Professor der Chemie an der Harvard University Dr. W. H. Seaman, der Professor der Physik und Geographie an der Universität Moskau Alex. Petr. Sokolov.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

mit langjähriger Assistentenpraxis, auch in der Technik bereits tätig gewesen, **sucht** Stellung in Technik bzw. Industrie. Gef. Off. unter **G. H. 1498** an den Verlag dieser Zeitschrift.

Promovierter Physiker,

1 Jahr als Assistent am Physikalischen Institut einer Universität tätig gewesen, auf elektrischem Gebiete spezialisiert, **sucht** Stellung im wissenschaftlichen Laboratorium einer Fabrik. Offerten unter **S. H. 325** an die Exped. dieser Zeitschr.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.